Über die Elektronenemission des Calciumoxyds in Gasen und im extremen Vakuum.

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde der
Hohen Philosophischen Fakultät der
Universität zu Leipzig.

Vorgelegt von
Werner Germershausen
aus Charlottenburg.

ACAD.
LUGD.BAT.
BIBL.

Leipzig,
Druck von Sturm & Koppe (A. Dennhardt)
1916.

Angenommen von der III. Sektion auf Grund der Gutachten der Herren

Des Coudres und Wiener.

Leipzig, den 9. Dez. 1915.

Der Procancellar
G. Herglotz.

Meinen Eltern

in

Dankbarkeit gewidmet!

Vorliegende Arbeit wurde im theoretisch physikalischen Institut der Universität Leipzig auf Anregung von Herrn Professor Dr. K. Fredenhagen ausgeführt, dem ich dafür auch an dieser Stelle besten Dank sage, ebenso wie meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Geheimen Hofrat Professor Dr. Des Coudres für das mir stets in liebenswürdiger Weise zuteil gewordene wohlwollende Interesse, sowie Herrn Professor Dr. G. Jaffé für die mir freundlichst geleistete Unterstützung.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545814_0095

Inhalt.

Seite

Einleitung 1

I. **Die Versuchsbedingungen.**

a) Die Herstellung des Vakuums 7
b) Die Gaseinleitung und Druckmessung 8
c) Die Verwendung des Kaliums 10
d) Die Versuchsrohre 12
e) Die elektrische Meßanordnung 16

II. **Der Vorversuch** 18

a) Die Messung im Stickstoff 21
b) Die Messung im Wasserstoff 33
c) Die Messung im Sauerstoff 45

III. **Quantitative Messungen im Wasserstoff** 54

Ergebnis 75

IV. **Kontrollversuche** 86

V. **Die Richardsonsche Gleichung und der Raumladungs-Grenzstrom** 91

VI. **Die Wirkung des Wasserstoffs auf den Raumladungs-Grenzstrom** 125

Zusammenfassung 128

Einleitung.

Uber die Elektronenemission des Calciumoxyds in Gasen und im extremen Vakuum.

Seit der Entdeckung der CaO-Elektrode durch A. Wehnelt, ist ihre Wirksamkeit der Gegenstand mannigfacher Untersuchungen geworden. Nachdem von Wehnelt[1]), Jentzsch[2]) und Deininger[3]) festgestellt worden war, daß auch die Elektronenemission der Wehnelt-Elektrode der von Richardson aufgestellten Gesetzmäßigkeit folgt und diese Konstanten des CaO unabhängig von der metallischen Unterlage sind, wurde in neuerer Zeit von einigen Seiten versucht, im Anschluß an die von Haber und Just entdeckte Elektronenemission infolge chemischer Reaktion auch bei der Wehnelt-Elektrode zu zeigen, daß die Elektronenemission des CaO mit einem elektrolytischen Transport von Materie und einem allmählichen Aufbrauchen der Reagenzien verbunden sei. Von Fredenhagen[4]) wurde folgender Vorgang angenommen: Durch den Heizstrom oder den Elektronenstrom selbst wird das CaO chemisch dissoziiert und die Wiedervereinigung der beiden Komponenten, also die Wiederoxydation des CaO führt zur

[1]) Wehnelt, Ann. d. Phys. 14. 433. 1904.
[2]) Jentsch, Ann. d. Phys. 27. 129. 1908.
[3]) Deininger, Ann. d. Phys. 25. 285. 1908.
[4]) Fredenhagen, Leipz. Ber. 65. 42. 1913.

Emission von Elektronen analog der von Haber und Just[1]) beobachteten Erscheinung. Als Stütze dieser Theorie führte Fredenhagen zahlreiche Versuche aus, bei denen die CaO-Elektrode immer dasselbe Verhalten zeigte: ihre Wirksamkeit nahm im Vakuum bei Belastung ab. Fredenhagen schloß daraus, daß diese Abnahme bei Belastung im Vakuum nicht einzutreten brauchte oder dürfte, wenn nicht ein Verbrauch des CaO mit der Belastung verbunden wäre, in der Weise, daß nicht alle dissoziierten Komponenten sich wieder auf der Elektrode, sondern in der Entladungsbahn vereinigten. Erschwert schienen diese Annahmen dadurch, daß die herabgesunkene Elektronenemission des CaO vorübergehend gesteigert werden konnte, wenn man die Elektrode einige Minuten ohne Belastung glühte. Da vorher die wirksame Masse abgenommen haben sollte, und man nicht annahm, daß die Austrittsarbeit des Elektrons durch das Ausglühen der Kathode herabgesetzt wird, so schrieb Fredenhagen die Vergrößerung des Effekts dem Umstande zu, daß durch das Ausglühen ohne Belastung die Oxydschicht einen besseren Kontakt mit der metallischen Unterlage gewinnt und dadurch die Vergrößerung des Effekts bedingt ist. Einen weiteren Ausbau erfuhr diese Theorie durch Vorversuche, die Fredenhagen[2]) zur vorläufigen Orientierung mit der Wehnelt-Elektrode in verschiedenen Gasen anstellte, deren Ergebnisse aber erst durch vorliegende Arbeit näher untersucht und bestätigt werden sollten. Die Voruntersuchung hatte zu folgenden Resultaten geführt: Stickstoff von 3 mm Druck setzt die Wirksamkeit bedeutend herab, Sauerstoff von 1,8 mm Druck erniedrigt die Elektronenemission des CaO noch stärker,

[1]) Haber und Just, Ann. d. Phys. 36. 308. 1911.
[2]) Fredenhagen, Phys. Zeitschr. 15. 19. 1914.

während Wasserstoff von 2 mm Druck den Effekt außerordentlich erhöht. Alle diese Ergebnisse deutete Fredenhagen auf Grund seiner Theorie der Wirksamkeit des CaO im Vakuum Da diese Voruntersuchung über das Verhalten der CaO-Elektrode in Gasen in der vorliegenden Arbeit weiter geführt werden sollte, so wird später noch näher darauf zurückzukommen sein. Zu einer ähnlichen Theorie der Wirksamkeit des CaO wie die von Fredenhagen aufgestellte kam auch Gehrts[1]). Von Gehrts wird angenommen, daß das CaO thermisch dissoziiert wird, das Elektron sich an das Sauerstoffmolekül anlagert und auf diese Weise als Ion von der Kathode weggeführt wird; d. h. die Elektronenemission des CaO kann nur unter Gasabgabe stattfinden und unter einem allmählichen Verbrauch der Oxydschicht.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es nun, zu zeigen, daß ausgehend von den Versuchsbedingungen der oben erwähnten Untersuchungen bei allmählicher Verbesserung der Arbeitsweise die Elektronenemission der CaO-Elektrode vollkommen indifferent gegen Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff ist, allerdings aber besonders im Stickstoff und Sauerstoff äußerst leicht durch sekundäre Effekte gestört wird. Ferner wird sich durch Kontrollversuche, die durch die neuen Ergebnisse mit der CaO-Elektrode in Gasen nun auch im Vakuum erforderlich werden, ergeben, daß nach Gewinnung exakterer Versuchsbedingungen die Elektronenemission des CaO mehr und mehr einen stetigen Charakter annimmt, um schließlich im extremsten Vakuum, wie es zuerst von Lilienfeld[2]) auf Grund seiner auch mir vorbildlichen Arbeitsweise erreicht wurde, einen reinen metallischen Emissionseffekt zu

[1]) Gehrts, Verh. d. D. Phys. Ges. 15. 1046. 1913.
[2]) Lilienfeld, Ann. d. Phys. 32. 673. 1910 und 43. 24. 1914.

zeigen. Dieses letztere Ergebnis ist bereits in einem kurzen Bericht veröffentlicht[1]). Gerade durch die allmähliche Verbesserung der Versuchsbedingungen trat es zutage, daß die allgemein beobachteten von einigen Seiten als Beweismaterial für einen elektrochemischen Emissionsvorgang herangezogenen anormalen Erscheinungen im Vakuum lediglich Störungen sekundärer Art waren, und zwar von einer Größenordnung, die infolge der dadurch bedingten fortwährenden Schwankungen des Elektronenstroms jede quantitative Messung unmöglich machte. Mit diesen Störungen sind also hier nicht jene Einflüsse gemeint, die bei konstanter Emission der Kathode nur die Anzahl der zur Anode gelangenden Elektronen verändern. Diese als Raumladung bezeichnete Erscheinung tritt erst in einem viel höheren Stadium des Vakuums auf, hat durchaus einen von der Belastungsdauer unabhängigen konstanten Wert und kann nach den Untersuchungen von Langmuir und Schottky quantitativ berechnet werden. Jene periodischen Ermüdungseffekte, wie sie bei der Wehnelt-Kathode besonders häufig beobachtet und von einigen Seiten in ursächlichen Zusammenhang mit dem Emissionsvorgang gebracht wurden, sind bedingt durch die Restgase. Durch diese Restgase wird unterhalb eines gewissen Druckes die Entladung weniger in der Entladungsbahn gestört, als vielmehr die Anzahl der von der Kathode austretenden Elektronen sehr erheblich beeinflußt. Es ist selbstverständlich, daß die Größenordnung dieser Störung durch die Höhe der Kathodentemperatur und die Entladung selbst verändert wird, sodaß die Elektronenemission einen durchaus unkonstanten Charakter zeigt. Wie durch vorliegende Arbeit nachgewiesen werden soll, wird nämlich die Austrittsarbeit des Elektrons auch bei dem CaO

[1]) W. Germershausen, Phys. Zeitschr. 16. 104. 1915.

durch diese Restgase ganz bedeutend erhöht, sodaß die von Langmuir[1]) angenommene Bildung einer Gasschicht auf der Kathode auch bei der Wehnelt-Elektrode zutreffend erscheint. Da anzunehmen ist, daß die Existenz dieser Gasschicht durch die Entladung und vor allem durch die Kathodentemperatur bedingt ist, wird bei Temperaturvariation der Potentialsprung an der mit Restgasen beladenen Kathode ebenso wie die Austrittsarbeit des Elektrons verändert, d. h. die in der Richardsonschen Gleichung enthaltenen Konstanten werden starke Funktionen der Temperatur. Es ist ferner anzunehmen, daß die Bildung dieser Gasschicht durch positiven Ionenstoß sowie ihre Abdestillation durch Erhitzung zu einer verhältnismäßig schnellen Zerstörung der vor allem gegen Wasserdampf und Kohlenwasserstoffe empfindlichen CaO-Schicht führen muß. So ist es denn erklärlich, daß man in einem mit Restgasen verunreinigten Vakuum wohl eine periodenhafte Steigerung der Elektronenemission des CaO durch Erhitzen der Kathode erzielen wird, ohne jedoch bei Gegenwart von Restgasen, die das CaO chemisch verändern, die allmähliche vollkommene Zerstörung der Oxydschicht aufhalten zu können. In einem mit Restgasen beladenen Vakuum ist natürlich nicht nur die Gesetzmäßigkeit der Richardsonschen Gleichung gestört. Diese Störungen treten vielmehr auch in der Stromspannungscharakteristik zutage, indem entweder Sättigungsströme vorgetäuscht werden, die infolge der Erhöhung der Austrittsarbeit des Elektrons weit unter der wahren Ergiebigkeit der Kathode liegen, oder indem bei höheren Temperaturen und Spannungen infolge der Stoßionisation eine Steigerung des übergehenden Stroms auftritt, der nun oberhalb des wahren Effekts liegt, auf diese Weise also eine Erhöhung der in der Volumen-

[1]) Langmuir, Phys. Zeitschr. 15. 516. 1914.

einheit enthaltenen Anzahl der Elektronen vorgetäuscht wird.

Auf die am Anfang der Einleitung nur kurz zitierten allerersten Untersuchungen, bei denen auch fast immer derartige Störungen beobachtet, jedoch auch als solche erkannt worden waren, wird daher erst im weiteren Gang der vorliegenden Untersuchung näher einzugehen sein, nachdem auf Grund berechenbarer Versuchsergebnisse wieder Anschluß gewonnen ist an die damals gewonnenen quantitativen Resultate und Theorien.

I.

Die Versuchsbedingungen.

a) Die Herstellung des Vakuums.

Da sich im Verlauf vorliegender Untersuchungen herausstellte, von welch großer Bedeutung die Versuchsbedingungen bis in ihre kleinsten Variationen für die gewonnenen Ergebnisse sind, muß hier etwas näher darauf eingegangen werden. Auch bei der vorliegenden Arbeit wurden wie fast bei allen bisherigen Untersuchungen anfänglich ebenfalls Schliffe an den Versuchsrohren verwendet. Hierbei stellte es sich jedoch heraus, daß es vollkommen unmöglich ist, mit einem Versuchsrohr, an dem sich Schliffe von mehreren qucm Oberfläche befinden, ein Vakuum zu erzielen, in dem die gegen Restgase so äußerst empfindlichen Thermoionenströme ohne sekundäre Störungen untersucht werden können. Es braucht daher auf die Resultate dieser Versuchsreihen nicht näher eingegangen werden. Ehe jedoch jene Versuchsanordnung näher beschrieben werden soll, bei der es unter Anwendung größerer Vorsichtsmaßregeln zuerst zutage trat, daß die Veränderung des Effekts der CaO-Elektrode durch reaktionsfähige Gase wohl durchaus physikalischer Art sei, ja eventuell vorausberechnet werden könnte, möchte ich zuerst die allgemeinen Grundsätze der Arbeitsweise der vorliegenden Untersuchung voranstellen. Das wichtigste Hilfsmittel zur Erhöhung

des Vakuums, das durch eine Gaede-Quecksilberpumpe in Verbindung mit einer Öl-Vorpumpe erzielt wurde, war die Anwendung von Hitze zur Entfernung und die von Kälte zur Kondensierung der von außen zurück diffundierenden Restgase. Bei allen Versuchen, bei denen mit Quecksilber gedichtete Vakuum-Hähne unvermeidlich waren, wurden in flüssiger Luft gekühlte Gasfallen zu beiden Seiten des Versuchsrohres eingeschaltet. Die Versuchsrohre waren bei jeglicher Vermeidung von Schliffen so konstruiert, daß sie mit ihrer ganzen Oberfläche im elektrischen Ofen auf ungefähr 450 ° C erhitzt werden konnten. Sämtliche Metallteile in den Versuchsrohren bestanden im Gegensatz zu sonst verwendeten Metallen, wie Kupfer, Eisen, Nickel etc. aus Platin oder Platin-Iridium und konnten, abgesehen von dem Vorversuch, sämtlich elektrisch im Vakuum stundenlang ausgeglüht werden. Durch Verwendung von Platin und Iridium als einziges Elektroden-Material war es natürlich auch möglich, durch konzentrierte Säuren die Innenwände der Rohre zu reinigen.

b) Die Gaseinleitung und Druckmessung.

Zur Messung des Druckes wurden zwei Mc.-Leod-Manometer verwendet, das eine zur Kontrolle des Vakuums, mit dem anderen sollten höhere Gasdrucke quantitativ gemessen werden. Mit dem ersteren, dessen Kapillare einen Durchmesser von $2{,}656 \cdot 10^{-1}$ mm hatte, konnten noch außerordentlich niedrige Drucke ($< 10^{-5}$ mm) unterschieden werden. Dies zeigte sich daran, daß es bei vorhergehenden Arbeiten mit Versuchsanordnungen, in denen sich Schliffe befanden, verwendet worden war, und dort Drucke von $2—3 \cdot 10^{-5}$ mm angegeben sind, die bei dem Manometer einer Höhendifferenz

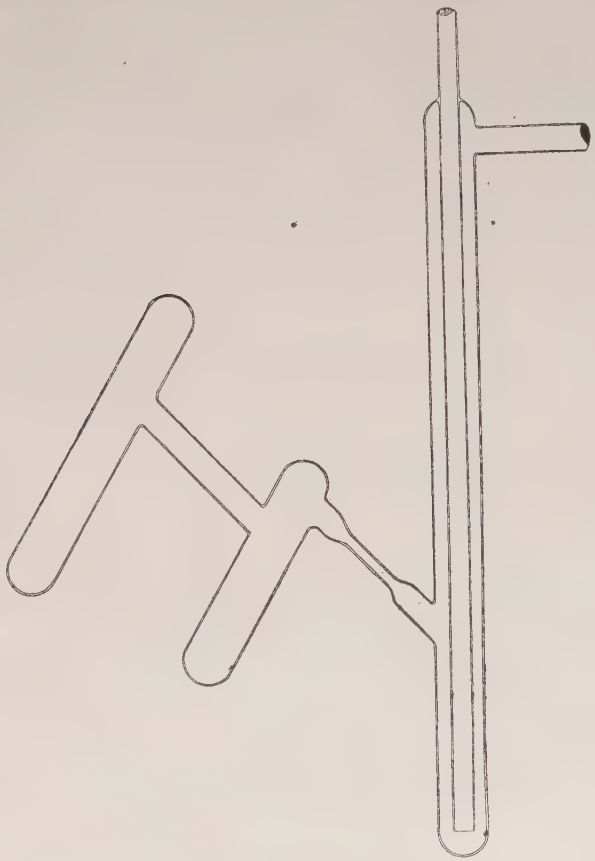
der Quecksilbermenisken von ungefähr 2 cm entsprechen, während bei den vorliegenden Untersuchungen die Höhendifferenz 2—3 mm nicht überschritt, was theoretisch einen Druck von $1 \cdot 10^{-7}$ mm bedeutete. Wenn auch auf die Zahlenangaben kein Wert zu legen ist, so geht doch daraus hervor, daß das Vakuum durch Vermeidung von Siegellackschliffen eine Steigerung erfährt, die noch vollkommen mit einem so unempfindlichen Druckmesser, wie es das Quecksilbermanometer vor allem gegen die letzten in der Entladungsbahn befindlichen Restgase ist, festgestellt werden kann. Für diese letzten vielleicht nur noch nach Tausenden zählenden Gasmoleküle ist aber, wie sich bei späteren Versuchen zeigte, der übergehende Kathodenstrahl noch vollkommen ein Indikator. Abgesehen von der quantitativen Messung des Elektronenstroms kann man nämlich bei Verwendung eines parallelen Kathodenstrahlenbündels an der durch die aufprallenden Elektronen erzeugten glühenden Abbildung der Kathode auf dem Anodenblech entscheiden, ob noch in der Entladungsbahn oder auf der Kathode selbst sich Gasmoleküle befinden, die zu einem Diffuswerden der Strahlen Anlaß geben. Sind diese letzten Restgase so weit entfernt, daß man den Raumladungseffekt quantitativ nachweisen kann, so bildet sich bei Verwendung einer Oxydkathode die Oxydschicht auf der Anode vollkommen scharf als glühende Fläche ab, während vorher die Anode ein mehr verschwommenes Aufglühen zeigt, wobei jedoch natürlich das Vakuum schon viel zu hoch ist, um auch bei Dauerbelastung irgendwelche Wirkung der Stossionisation zu zeigen. Man besitzt also in einem solchen Kathoden-Strahlenbündel geradezu ein Vakuummeter, dessen Empfindlichkeit vielleicht alle anderen übertrifft und das sich vor allem dort befindet, wo die Güte des Vakuums am

meisten interessiert. Für die Messung der Drucke der eingeleiteten Gase mußte ein Manometer konstruiert werden, mit dem 0,01 mm Druck noch mit Sicherheit gemessen werden konnte. Das zu diesem Zweck verwendete Manometer besaß daher eine Kapillare von 5 mm Durchmesser und ein Volumenverhältnis, bei dem die ersten 10 cm Meniskendifferenz 0,1 mm Druck bedeutete. Für die Konstanz des Druckes wurde Gewähr geleistet durch das verhältnismäßig große Volumen der ganzen Versuchsanordnung. Es wurden Untersuchungen in Sauerstoff, Stickstoff und Wasserstoff vorgenommen. Der Sauerstoff wurde aus erhitzter Mennige gewonnen, der Stickstoff wurde einer Stahlbombe entnommen, über Ätznatron, Kalilauge, Phosphorpentoxyd und durch siedendes Kalium geleitet; der Wasserstoff wurde durch ein Palladiumrohr eingelassen und ebenfalls durch siedendes Kalium hindurchgeführt. Ferner wurden alle Gase durch eine mit Glaswolle abgeschlossene und durch flüssige Luft gekühlte Glasfalle geleitet.

c) Die Verwendung des Kaliums.

Da die Art der Verwendung des Kaliums ein wesentliches Moment für die Ergebnisse, vor allem für die im Vakuum war, muß hier etwas näher auf die Einführung des Kaliums in die Versuchsanordnung eingegangen werden. Das Kalium, das in Kugelform bezogen wurde, wurde zunächst in dem Vakuum der Ölpumpe zusammengeschmolzen und in dem unteren Teil eines knieförmig gebogenen Rohres gesammelt. Hier wurde es zur Entgasung ausgekocht. Dann wurde dieser untere Teil des Rohres abgeschnitten und in den in Figur 1 ersichtlichen Destillationsapparat gebracht. Dann wurde der Apparat zugeschmolzen und nun das Kalium im

hohen Vakuum durch zweimaliges Destillieren in das eigentliche Gasspülrohr gebracht, worauf die Destillationsrohre abgeschmolzen wurden. Das Kalium konnte nun in dem



Figur 1.

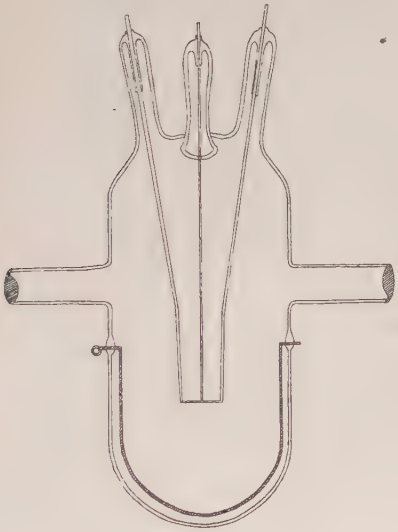
langen als Rückflußkühler wirkenden Rohre ausgekocht werden und sammelte sich wieder am Boden, wodurch stets das zur Gaseinleitung hereinragende Rohr unten abgeschlossen war. Das eingeführte Gas mußte also durch das flüssige Kalium hindurch und gelangte erst dann in die weitere Versuchsanordnung. Es wurde hier deshalb näher auf die Behandlungs-

weise des Kaliums eingegangen, weil es sich im Verlauf der Untersuchung ergab, daß selbst das reinste auf diese Weise gewonnene Kalium, wenn es ohne Einschaltung von flüssiger Luft mit dem Versuchsrohr in Verbindung steht, an der Emission der Glühkathode Störungen verursacht, wie man sie sonst allgemein bei der Gegenwart elektronegativer Gase beobachtet. Auch werden die Ergebnisse im Stickstoff Schlüsse ziehen lassen, wie weit man sich auf die Beseitigung von reaktionsfähigen Gasen durch das Kalium verlassen kann, selbst wenn nach zweimaliger Destillation im Vakuum die Destillationsrohre abgeschmolzen werden und das Kalium stundenlang ausgekocht wird. Vor allem sind es die organischen Reste, die man bei den ersten Destillationen verdampft und die in das Versuchsrohr gelangen, wenn man dieses nicht durch flüssige Luft dagegen schützt. Ganz vorübergehend lassen sich derartige Verunreinigungen dann nur aus solchen Versuchsrohren entfernen, bei denen alle Metallteile ausgeglüht werden können. Bei den vorliegenden Untersuchungen wurden Induktor-Entladungen zur weiteren Ausbeute des Kaliums nicht verwendet. Es stellte sich nämlich heraus, daß allein schon der Betrieb eines kleinen Induktors selbst ohne irgendwelche Verbindung mit der Glasapparatur genügte, um den Effekt vollkommen zu entstellen.

d) Die Versuchsrohre.

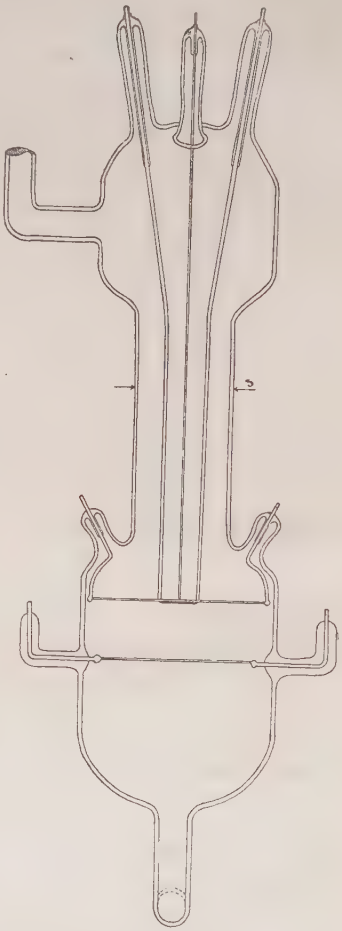
Wie bereits erwähnt, hatte es sich herausgestellt, daß von einer Verwendung von Schliffen am Versuchsrohr selbst, auch wenn Siegellack als Dichtungsmittel verwendet wurde, durchaus abzusehen ist, wenn man ein Vakuum erzielen will, das oberhalb der direkt meßbaren Grenze liegt. Man mußte

bei der Vermeidung von Schliffen allerdings die Unbequemlichkeit in Kauf nehmen, bei jeder Auswechslung der Kathode das Versuchsrohr auseinander zu schneiden. Die ersten Resultate wurden mit dem in Figur 2 abgebildeten Versuchsrohr erzielt, an dem, wie ersichtlich, kein Schliff verwendet ist. Da nach den bisher vorliegenden Ergebnissen nur rein qualitative Resultate zu erwarten waren, so war auf irgendwelche geometrische Anordnung der Elektroden kein Wert gelegt worden. Die Glühkathode selbst bestand, wie bei allen weiteren Versuchen, aus einem ungefähr 15 mm langen, 2 mm breiten, 0,05 mm starken Platinblech. An die Rückseite war ein Platin- und ein Platin-Rhodium-Draht zur Temperaturmessung zentrisch angeschweißt. Diese Temperaturmessung war, abgesehen von einer optischen Bestimmung, bei Verwendung eines Glühbleches, wohl die einzige, die in Betracht kommen konnte. Eine Widerstandsmessung konnte wegen der verhältnismäßig großen Leitfähigkeit der Kathode nicht verwendet werden. Auch hat diese Art der Temperaturbestimmung den Nachteil, daß sie vollkommen von der Güte des Vakuums abhängt, also mehr ein Vakuummeter ist. Auf die Mitte des Bleches, das vorher im Vakuum längere Zeit ausgeglüht worden war, wurde ein scharf umgrenzter Oxydfleck von ungefähr 10 qmm



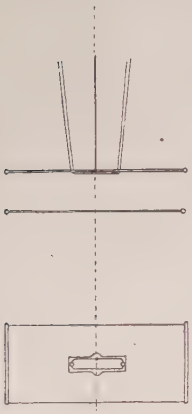
Figur 2.

aufgetragen. Dies geschah in der Weise, daß einige Spuren chemisch reiner Kalziumnitrat-Lösung auf dem Blech zu CaO oxydiert und eingebrannt wurden. Die Anode bestand in diesem Versuchsrohr aus einem feinmaschigen Platinnetz, welches die emittierende Kathodenseite umschloß. Wie schon angedeutet, ergaben sich bereits mit diesem Versuchsrohr Resultate, die eine weitere Behandlung des Problems in quantitativer Weise als möglich in Aussicht stellten. Bei dem zweiten Versuchsrohr, das zur Verwendung kam, wurde daher auf eine genau bestimmbare geometrische Elektroden-Anordnung Bedacht genommen. Das verwendete Versuchsrohr ist in Figur 3 abgebildet, die Elektroden-Anordnung in Fig. 4 in Maßstab 1 : 2 im Auf- und Grundriß wiedergegeben. Wie ersichtlich, war die Form eines Platten-Kondensators gewählt, in dessen obere Platte, die als elektrostatischer Schutzring diente, die Glühkathode eingepaßt war. Die zur Temperaturmessung nötigen Thermoelement-Drähte wurden nach oben herausgeführt und so jede Störung des elektrischen Feldes vermieden. Wie weit der ideale Fall des homogenen Feldes erreicht war, zeigte sich im extremen Vakuum an



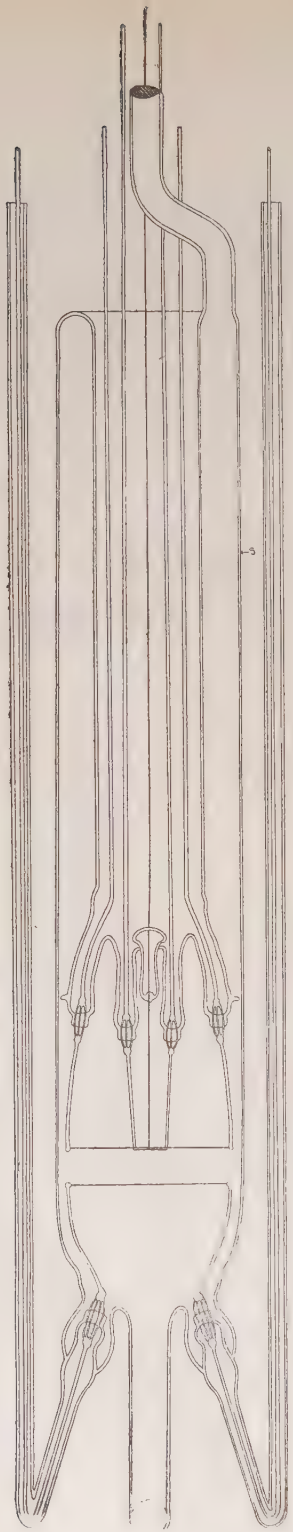
Figur 3.

dem vollkommenen Parallelismus der Kathodenstrahlen. Für den Schutzring und die Anode wurden glatt gewalzte Platin-iridium-Streifen von 0.03 mm Stärke verwendet und an starke Platindrahtzuführungen von 1 mm Durchmesser angeschweißt, um sie im Vakuum elektrisch ausglühen zu können. Da ca. 10—12 Amp. hierzu benötigt wurden, mußte große Sorgfalt auf die Einschmelzstellen gelegt werden. Die besten Resultate wurden erzielt mit der in Figur 5 abgebildeten Konstruktion. Wie ersichtlich, sind hier drei dünne Drähte getrennt durch das Glas geführt, um auf diese Weise eine Spannung an der Einschmelzstelle infolge der Stromwärme möglichst zu vermeiden. Die Konstruktion dieses Versuchsrohres, mit dem es zuerst gelang, den Raumladungseffekt an der CaO-Elektrode quantitativ nachzuweisen, bot jedoch eine große Schwierigkeit bei der Auswechslung der Glühkathoden. Zu diesem Zweck mußte dann das Rohr bei S in Fig. 3 auseinander geschnitten werden. Beim Zusammensetzen war es also dann sehr schwierig, die Thermoelement-Drähte an der Kathode wieder vollkommen isoliert in den Schlitz der oberen Platte genau einzupassen. Es wurde daher nach mehreren Versuchsreihen als letztes das in Figur 6 abgebildete Versuchsrohr verwendet. Wie ersichtlich, war die Elektrodenanordnung dieselbe. Es konnte jedoch bei einer Auswechslung der Elektrode das Rohr bei S auseinander geschnitten und durch die Konstruktion des Apparates die Glühkathode gleichzeitig mit der oberen Schutzplatte herausgenommen werden. Man hatte außerdem von den acht verwendeten Einschmelzstellen



Figur 4.

Figur 5.



Figur 6.

sechs an diesem oberen herausnehmbaren Teil zusammen und gefährdete bei einer Reparatur nicht den ganzen Glaskörper. Die unteren Einschmelzstellen besaßen vier Einführungen und waren durch angeschmolzene Glasrohre, die nach oben geführt wurden, geschützt, sodaß das ganze Versuchsrohr in flüssige Luft gesetzt werden konnte.

e) Die elektrische Meßanordnung.

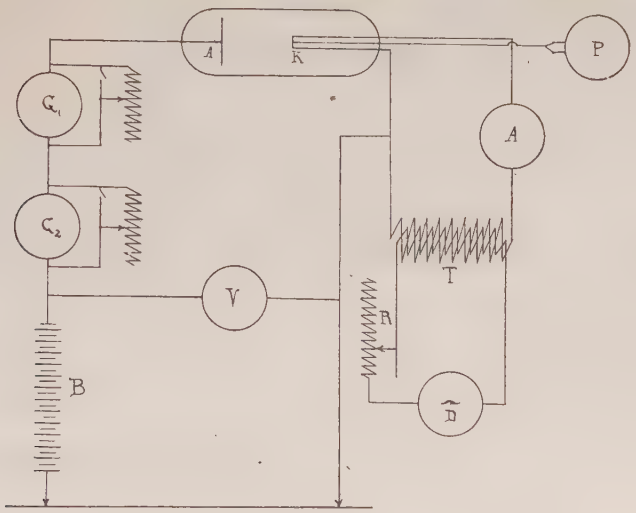
Die elektrische Meßanordnung ist aus dem Schema in Figur 7 zu ersehen. B ist eine Akkumulatorenbatterie von 400 Volt, von der stufenweise verschiedene Spannungen abgenommen werden können. Der negative Pol ist ebenso wie die Kathode K geerdet. Der positive Pol führt über zwei Galvanometer zur Anode. G 1 ist ein Siemens & Halske-Spiegelinstrument mit einer Empfindlichkeit von $2{,}66 \cdot 10^{-10}$ Amp. bei ungefähr 2 m Abstand des Fernrohrs. Durch Nebenschlüsse konnten vier weitere Empfindlichkeiten erreicht werden:

Nebenschluß:	I.	II.	III.	IV.
Empfindlichkeit:	$1{,}55 \cdot 10^{-6}$	$1{,}73 \cdot 10^{-7}$	$2{,}19 \cdot 10^{-8}$	$2{,}37 \cdot 10^{-9}$

G 2 ist ein Zeigerinstrument, das durch Nebenschlüsse auf die Empfindlichkeiten:

$1 \cdot 10^{-5}$ Amp. $1 \cdot 10^{-4}$ Amp. $1 \cdot 10^{-3}$ Amp.

geeicht war. Beide Instrumente konnten kurz geschlossen



Figur 7.

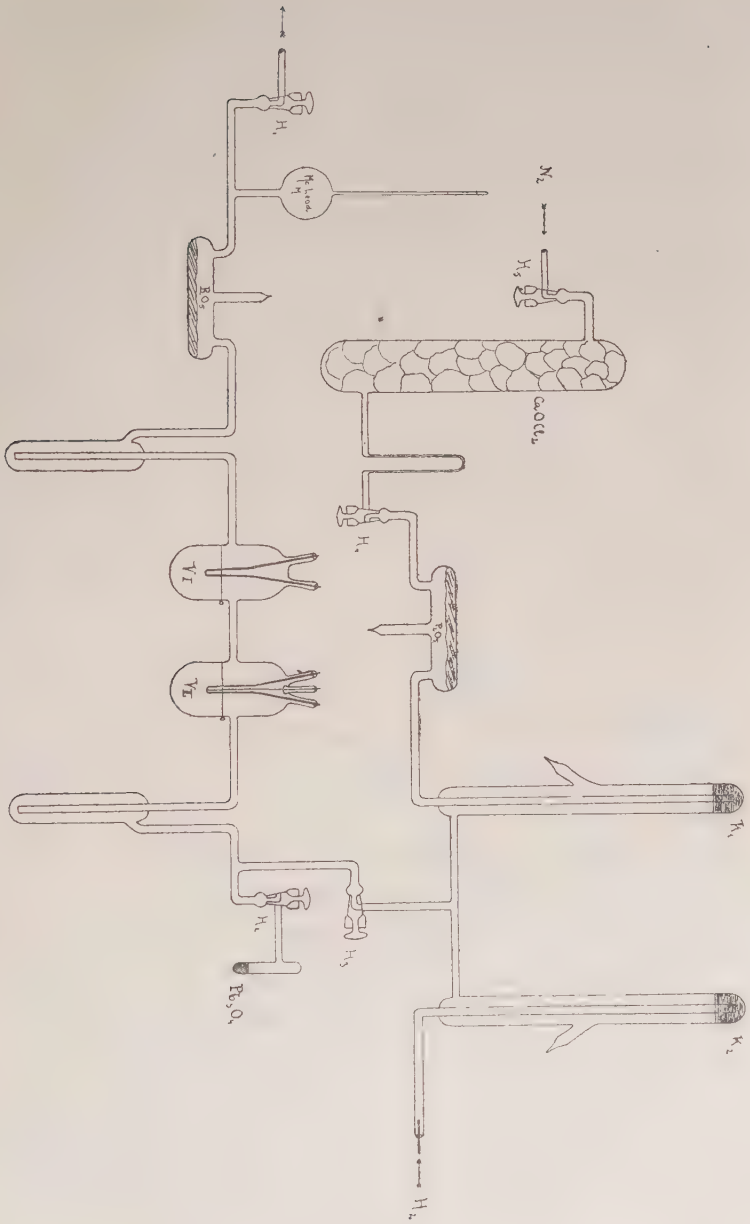
werden. Da es von Wichtigkeit war, die Spannung genau zu kennen, befand sich bei V ein Voltmeter. Als Heizstromquelle wurde ein rotierender Gleichstrom-Wechselstrom Umformer D verwendet, der mit einer Akkumulatorenbatterie betrieben wurde. Durch den Transformator T wurde der Heizstrom transformiert und dann der Kathode zugeführt. Zur Regulierung befand sich bei R ein Regulierwiderstand. Die Temperatur wurde mit einem Millivoltmeter gemessen und ihre Konstanz bei Dauerversuchen mit einem Spiegelgalvanometer kontrolliert. Alle Meßinstrumente konnten vom Platz des Beobachters abgelesen und auch von dort Spannung angelegt und die Temperatur reguliert werden.

II.

Der Vorversuch.

Im Anschluß an den Bericht Fredenhagens über das Verhalten der CaO-Elektrode in Gasen waren zunächst Versuche angestellt worden im Wasserstoff mit einer Anordnung, bei der die Temperatur der Glühkathode nur optisch bestimmt werden konnte. Da sich gleich bei diesen ersten Versuchen herausstellte, daß wider Erwarten die Emission der Wehnelt-Elektrode im Wasserstoff bei Variation des Gasdruckes einer Gesetzmäßigkeit folgte, die zunächst bei der rein qualitativen Untersuchungsmethode nicht näher ausgeklärt werden konnte, wurde die Arbeitsweise insofern verbessert, daß zur Temperaturmessung das Thermoelement angebracht wurde. Da ferner damit zu rechnen war, daß die CaO-Elektrode im Wasserstoff einen Effekt aufweisen würde, der durch ihren von einigen Seiten theoretisch begründeten Emissionsmechanismus im Vakuum bedingt sei, wurde zum Vergleich neben das Versuchsrohr mit der CaO-Elektrode ein vollkommen gleich konstruiertes mit einer Wolfram-Elektrode eingebaut. Die metallische Elektronenemission dieses Metalls ist von Richardson[1]) und inzwischen auch von Langmuir[2]) nachgewiesen, und man hatte so eine Vergleichelektrode zur Hand. Die ganze Versuchsanordnung ist in Figur 8 schematisch abgebildet.

[1]) Richardson, Phys. Zeitschr. 14. 793. 1913.
[2]) Langmuir, Phys. Rev. (2) 2. 450. 1913.



Figur 8.

Die Versuchsrohre V 1 und V 2 hatten beide die Konstruktion wie das in Figur 2 abgebildete. Die Wolfram-Elektrode bestand aus sechs parallel geschalteten Drähten von 0,1 mm Durchmesser, die eine gleich große Fläche bildeten wie die CaO-Elektrode. Die beiden Elektroden ragten beide gleichweit in die als Anode verwendeten Platindrahtnetze. Die Anordnung war dazu eingerichtet, Stickstoff. Wasserstoff und Sauerstoff nacheinander einlassen zu können. Bei H befanden sich Vakuumhähne, die mit Quecksilber abgedichtet waren. K 1 und K 2 sind die Kaliumspühlrohre. Wie ersichtlich, waren die Versuchsrohre auf beiden Seiten durch Gasfallen, die mit Glaswolle abgeschlossen und ständig in flüssige Luft getaucht waren, gegen die Fettdämpfe der Hähne und den Quecksilberdampf des Manometers und der Pumpe geschützt. Der Gang des Versuches war nun folgender: Zuerst wurde das Kalium, wie beschrieben, in die Rückflußkühler gebracht und dann die Destillationsrohre abgeschmolzen. Hierauf wurde das Kalium einige Stunden ausgekocht und gleichzeitig die Versuchsrohre elektrisch auf ungefähr 450° C. erhitzt. Ebenso wurden die Elektroden belastet. Durch diese Behandlungsweise wurde schließlich ein Zustand erreicht, bei dem bei jeder Belastung der Elektroden das Manometer keine Druckzunahme mehr zeigte und sich konstant auf eine Druckangabe von $1 . 10^{-6}$ mm einstellte. Die Messung geschah in folgender Weise: Zuerst wurde die Charakteristik der CaO-Elektrode bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen, dann die Temperaturen festgestellt, bei denen die Wolfram-Elektrode einen ungefähr gleichen Effekt zeigte, um nachher bei den verschiedenen Gasdrucken zum Vergleich mit der CaO-Elektrode immer wieder diese festgelegten Temperaturen einzustellen. Wie bereits vorhergehende Versuche gezeigt hatten, besaß

der Sauerstoff eine Nachwirkung, die selbst durch stundenlanges Erhitzen der ganzen Apparatur niemals ganz vollständig wieder beseitigt werden konnte. Es wurde daher zuerst Stickstoff, dann Wasserstoff eingeleitet, und der Hahn vor der Mennige erst geöffnet, nachdem die Messungen im Stickstoff und Wasserstoff erledigt waren. Es konnten mit dieser Versuchsanordnung nun zweierlei Resultate sich ergeben: entweder verhielt sich die CaO-Elektrode in den eingeleiteten Gasen wie die Wolfram-Elektrode, d. h. die Elektronenemission erfuhr eine Vergrößerung, die durch die Ionisation zwischen den Elektroden bedingt war, oder die Wehnelt-Elektrode zeigte weiterhin das in der Voruntersuchung beobachtete Verhalten, indem sie im Stickstoff einen bedeutend kleineren, im Wasserstoff einen bedeutend größeren Effekt gab, und damit sich weiter Gelegenheit bot zum Ausbau der elektrochemischen Theorie ihrer Wirksamkeit im Vakuum.

a) Die Messung im Stickstoff.

Es müssen nun die Ergebnisse dieser ersten Versuchsreihen in allen Einzelheiten chronologisch wiedergegeben werden, obwohl es sich später herausstellen wird, daß man von den erreichbaren exakteren Versuchsbedingungen noch weit entfernt ist. Aber gerade durch eine Zusammenstellung aller Meßresultate, die unter den verschiedensten Bedingungen gewonnen sind, wird man am Schluß der Untersuchung den Zusammenhang erkennen, in dem alle Versuchsergebnisse stehen. Außerdem erscheint es notwendig zu den bereits vorliegenden Ergebnissen anderer Forscher einen stetigen Übergang zu erhalten, um dadurch zugleich eine Deutung der vorher unerklärten Diskrepanzen zu gewinnen. Das erste Resultat, das mit dieser Anordnung erzielt wurde, war die

Gewinnung eines konstanten Effekts im Vakuum. Es ist dies als Fortschritt zu bezeichnen, wenn man berücksichtigt, daß sonst z. B. eine Abnahme des Effekts innerhalb 15 Minuten um ca. 50% bei einer Belastung mit $8 \cdot 10^{-5}$ Amp. als ein normales Verhalten der CaO-Elektrode bezeichnet wurde.

Tabelle I. **CaO-El. u. W-El. im Vakuum.**

Volt	CaO-El.	Temp.	Druck	Volt	W-El.	Temp.
2	$1{,}08 \cdot 10^{-5}$ A			2	$1{,}0 \cdot 10^{-5}$ A	
4	$2{,}2 \cdot 10^{-5}$			4	$1{,}8 \cdot 10^{-5}$	
8	$3{,}3 \cdot 10^{-5}$			8	$3{,}1 \cdot 10^{-5}$	
20	$3{,}7 \cdot 10^{-5}$	1100° C	$\sim 1 \cdot 10^{-6}$ mm	20	$4{,}2 \cdot 10^{-5}$	$\sim$ 1200° C
30	$3{,}9 \cdot 10^{-5}$			30	$4{,}3 \cdot 10^{-5}$	
50	$4{,}0 \cdot 10^{-5}$			50	$4{,}5 \cdot 10^{-5}$	
100	$4{,}1 \cdot 10^{-5}$			100	$4{,}7 \cdot 10^{-5}$	
200	$4{,}2 \cdot 10^{-5}$			200	$4{,}8 \cdot 10^{-5}$	

Im Vakuum wurde zunächst der in Tabelle 1 wiedergegebene Effekt des CaO gemessen und die Emission des Wolframs durch geeignete Temperatureinstellung auf gleiche Größenordnung gebracht. Es brauchte dies nicht allzu genau ausgeglichen zu werden, da man ja nach der Voruntersuchung mit einer Veränderung des Effekts des CaO nach Potenzen von zehn rechnen konnte. Hierauf wurde Stickstoff bis zu einem Druck von 5,8 mm eingeleitet und dann stufenweise wieder abgepumpt, wobei die in den Tabellen 2—5 enthal-

Tabelle II u. III. **CaO-El. u. W-El. im Stickstoff.**

Volt	CaO-El	Temp.	Druck	Volt	W-El	Temp.
2	$0{,}7 \cdot 10^{-6}$ A			2	$3{,}1 \cdot 10^{-6}$ A	
4	$3{,}1 \cdot 10^{-6}$			4	$4{,}6 \cdot 10^{-6}$	
8	$7.7 \cdot 10^{-6}$			8	$7{,}7 \cdot 10^{-6}$	
20	$3{,}1 \cdot 10^{-5}$	1100 ° C	5,8 mm N_2	20	$1{,}8 \cdot 10^{-5}$	~ 1200 ° C
30	$4{,}5 \cdot 10^{-5}$			30	$2{,}1 \cdot 10^{-5}$	
50	$2.0 \cdot 10^{-5}$			50	$2{,}9 \cdot 10^{-5}$	
100	S. J.			100	S. J.	
200	S. J.			200	S. J.	

2	$4{,}6 \cdot 10^{-6}$ A			2	$6{,}2 \cdot 10^{-6}$ A	
4	$9.2 \cdot 10^{-6}$			4	$1{,}0 \cdot 10^{-5}$	
8	$2{,}9 \cdot 10^{-5}$			8	$1{,}8 \cdot 10^{-5}$	
20	$3.0 \cdot 10^{-5}$	1100 ° C	$5 \cdot 10^{-1}$ mm N_2	20	$3{,}0 \cdot 10^{-5}$	~ 1200 ° C
30	$3.5 \cdot 10^{-5}$			30	$4.3 \cdot 10^{-5}$	
50	$5{,}4 \cdot 10^{-5}$			50	S. J.	
100	S. J.			100	S. J.	
200	S. J.			200	S. J.	

Tabelle IV u. V. **CaO-El. u. W-El. im Stickstoff.**

Volt	CaO-El	Temp.	Druck	Volt	W-El	Temp.
2	$6{,}2 \cdot 10^{-6}$ A			2	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$ A	
4	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$			4	$1{,}8 \cdot 10^{-5}$ A	
8 ↑	$3{,}9 \cdot 10^{-5}$			8	$3{,}0 \cdot 10^{-5}$	
20 ↓	$2{,}3 \cdot 10^{-5}$	1100 ° C	$8 \cdot 10^{-2}$ mm N_2	20	$1{,}0 \cdot 10^{-4}$	~ 1200 ° C
30	$3{,}1 \cdot 10^{-5}$			30	$2{,}7 \cdot 10^{-4}$	
50	$5{,}4 \cdot 10^{-5}$			50	S. J.	
100	S. J.			100	S. J.	
200	S. J.			200	S. J.	

2	$9{,}2 \cdot 10^{-6}$ A			2	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$ A	
4	$2{,}2 \cdot 10^{-5}$			4	$2{,}6 \cdot 10^{-5}$	
8 ↑	$4{,}3 \cdot 10^{-5}$			8	$4{,}8 \cdot 10^{-5}$	
20 ↓	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$	1100 ° C	$1 \cdot 10^{-2}$ mm N_2	20	$1{,}4 \cdot 10^{-4}$	~ 1200 ° C
30	$1{,}9 \cdot 10^{-5}$			30	$2{,}0 \cdot 10^{-4}$	
50	$2{,}9 \cdot 10^{-5}$			50	$2{,}6 \cdot 10^{-4}$	
100	$4{,}3 \cdot 10^{-5}$			100	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	
200	$5{,}4 \cdot 10^{-5}$			200	$3{,}5 \cdot 10^{-4}$	

Tabelle VI. **CaO-El. u. W-El. im Vakuum.**

Volt	CaO-El	Temp.	Druck	Volt	W-El	Temp.
2	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$ A			2	$1{,}3 \cdot 10^{-5}$ A	
4	$2{,}3 \cdot 10^{-5}$			4	$1{,}8 \cdot 10^{-5}$	
8	$3{,}4 \cdot 10^{-5}$			8	$2{,}9 \cdot 10^{-5}$	
20	$3{,}8 \cdot 10^{-5}$	1100 ° C	$\sim 1 \cdot 10^{-5}$ mm	20	$4{,}0 \cdot 10^{-5}$	$\sim$ 1200 ° C
30	$4{,}0 \cdot 10^{-5}$			30	$4{,}2 \cdot 10^{-5}$	
50	$4{,}2 \cdot 10^{-5}$			50	$4{,}5 \cdot 10^{-5}$	
100	$4{,}4 \cdot 10^{-5}$			100	$4{,}8 \cdot 10^{-5}$	
200	$4{,}6 \cdot 10^{-5}$			200	$5{,}0 \cdot 10^{-5}$	

tenen Elektronenströme des CaO und des W bei den verschiedenen Drucken gemessen wurden. Hierauf wurde abgepumpt, jedoch noch nicht durch Erhitzen der Versuchsrohre für höheres Vakuum gesorgt, und der in Tabelle 6 verzeichnete Effekt beobachtet. Aus den Tabellen 2—5 und der Kurventafel 1 a—d ergibt sich, daß eine zehnfache Verkleinerung des Effekts des CaO im Stickstoff nicht auftritt. Es zeigt sich jedoch in der Charakteristik eine eigentümliche Anormalität, die vom Verfasser unabhängig von der durch Langmuir[1]) gewonnenen ganz identischen Erscheinung am Wolfram im Stickstoff beobachtet wurde. Daß diese Störung bei der vorliegenden Meßreihe bei der CaO-Elektrode stärker als wie bei der Wolfram-Elektrode auftrat, war eine Folge der

[1]) Langmuir, loc. cit.

Tabelle VII. **CaO-El im Stickstoff.**

Volt	CaO-El	Temp.	Druck	Volt	CaO-El	Temp.
2	$4{,}6 \cdot 10^{-6}$ A			2	$3{,}1 \cdot 10^{-6}$ A	
4	$1{,}4 \cdot 10^{-5}$			4	$9{,}3 \cdot 10^{-6}$ A	
8	$3{,}3 \cdot 10^{-5}$			8	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$	
20	$4{,}5 \cdot 10^{-5}$	1150° C	$2 \cdot 10^{-1}$ mm N_2	20	$7{,}7 \cdot 10^{-6}$	1100° C
30	$6{,}0 \cdot 10^{-5}$			30	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$	
50	$9{,}7 \cdot 10^{-5}$			50	$3{,}2 \cdot 10^{-5}$	
100	$1{,}4 \cdot 10^{-4}$			100	$4{,}6 \cdot 10^{-5}$	
200	S. J.			200	S. J.	

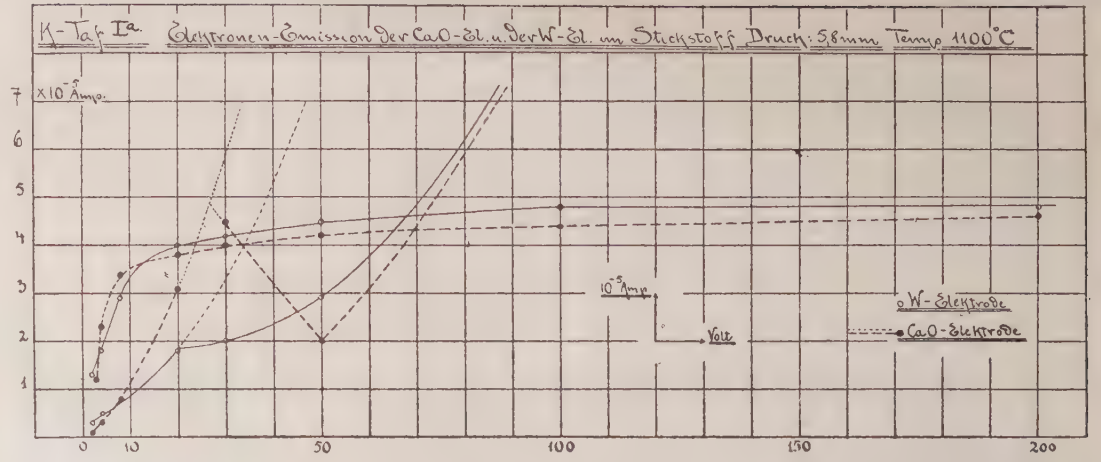
2	$1{,}2 \cdot 10^{-6}$ A			2	$6{,}6 \cdot 10^{-8}$ A	
4	$1{,}9 \cdot 10^{-6}$			4	$8{,}0 \cdot 10^{-8}$	
8	$2{,}2 \cdot 10^{-6}$			8	$1{,}0 \cdot 10^{-7}$	
20	$2{,}0 \cdot 10^{-6}$	1000° C	$2 \cdot 10^{-1}$ mm N_2	20	$1{,}1 \cdot 10^{-7}$	900° C
30	$2{,}3 \cdot 10^{-6}$			30	$1{,}2 \cdot 10^{-7}$	
50	$3{,}2 \cdot 10^{-6}$			50	$1{,}5 \cdot 10^{-7}$	
100	$7{,}3 \cdot 10^{-6}$			100	$3{,}9 \cdot 10^{-7}$	
200	S. J.			200	$2{,}1 \cdot 10^{-6}$	

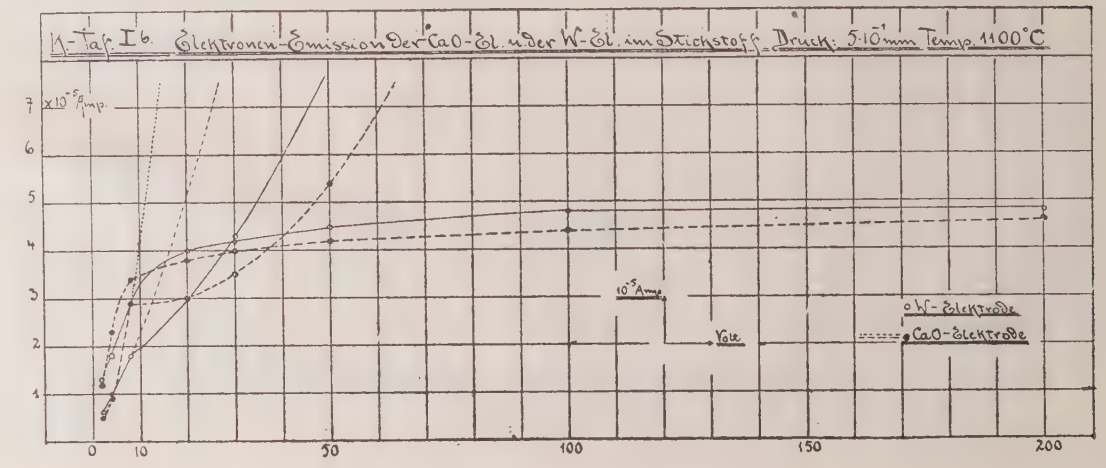
Tabelle VIII. **CaO-Elektrode im Vakuum.**

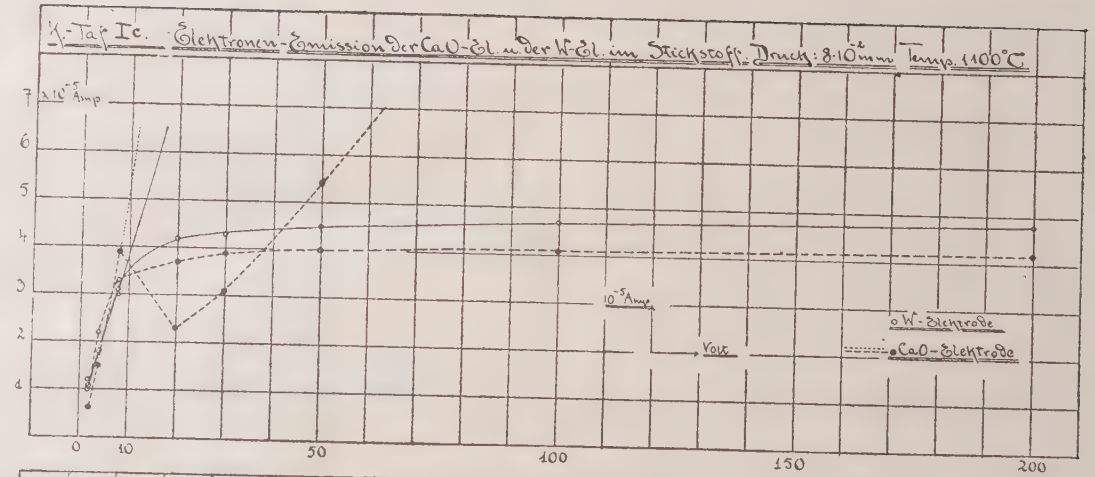
Volt	Amp.	Temp.	Volt	Amp.	Temp.	Volt	Amp.	Temp.	Druck
2	$1{,}1 \cdot 10^{-5}$ A		2	$2{,}8 \cdot 10^{-6}$ A		2	$1{,}7 \cdot 10^{-7}$ A		
4	$2{,}4 \cdot 10^{-5}$		4	$3{,}6 \cdot 10^{-6}$		4	$2{,}2 \cdot 10^{-7}$		
8	$3{,}4 \cdot 10^{-5}$		8	$4{,}0 \cdot 10^{-6}$		8	$2{,}4 \cdot 10^{-7}$		
20	$3{,}7 \cdot 10^{-5}$	1100° C	20	$4{,}2 \cdot 10^{-6}$	1000° C	20	$2{,}6 \cdot 10^{-7}$	1000° C	$\sim 1 \cdot 10^{-6}$ mm
30	$4{,}0 \cdot 10^{-5}$		30	$4{,}3 \cdot 10^{-6}$		30	$2{,}7 \cdot 10^{-7}$		
50	$4{,}2 \cdot 10^{-5}$		50	$4{,}4 \cdot 10^{-6}$		50	$2{,}7 \cdot 10^{-7}$		
100	$4{,}4 \cdot 10^{-5}$		100	$4{,}5 \cdot 10^{-6}$		100	$2{,}8 \cdot 10^{-7}$		
200	$4{,}5 \cdot 10^{-5}$		200	$4{,}6 \cdot 10^{-6}$		200	$2{,}8 \cdot 10^{-7}$		

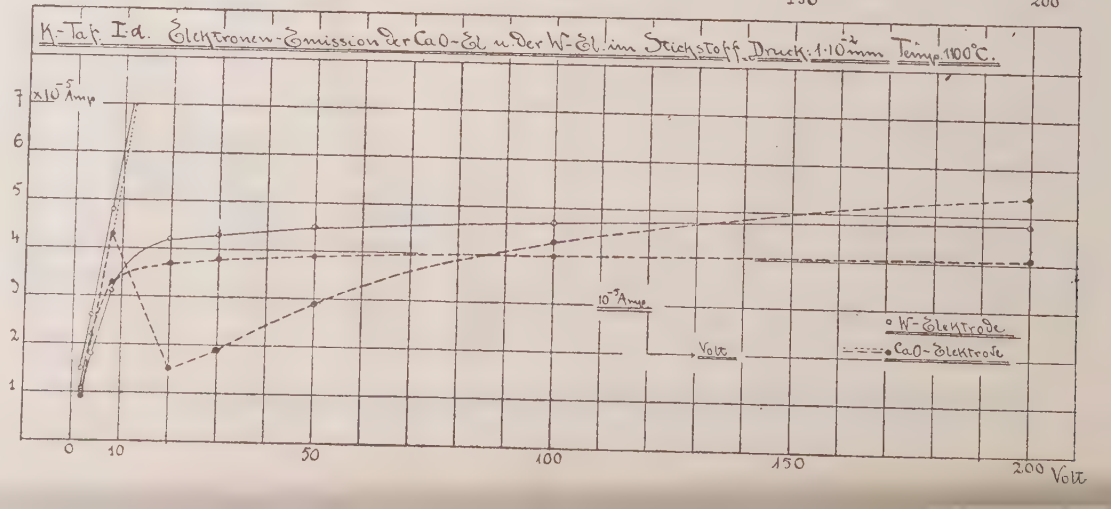
Tabelle IX. **CaO-Elektrode im Stickstoff.** Temp. 1100 ° C.

Volt	Amp.	Druck	Amp.	Druck	Amp.	Druck	Amp.	Druck	Amp.	Druck
2	$1{,}5 \cdot 10^{-6}$		$3{,}1 \cdot 10^{-6}$ A		$6{,}1 \cdot 10^{-6}$ A		$7{,}5 \cdot 10^{-6}$ A		$9{,}3 \cdot 10^{-6}$ A	
4	$3{,}1 \cdot 10^{-6}$		$7{,}7 \cdot 10^{-6}$		$1{,}2 \cdot 10^{-5}$		$1{,}5 \cdot 10^{-5}$		$1{,}8 \cdot 10^{-5}$	
8	$7{,}7 \cdot 10^{-6}$		$1{,}5 \cdot 10^{-5}$		$2{,}7 \cdot 10^{-5}$		$3{,}4 \cdot 10^{-5}$		$3{,}8 \cdot 10^{-5}$	
20	$2{,}6 \cdot 10^{-6}$	5,5 mm N_2	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-1}$ mm N_2	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$	$1{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm N_2	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-1}$ mm N_2	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-2}$ mm N_2
30	$4{,}5 \cdot 10^{-6}$		$1{,}9 \cdot 10^{-5}$		$1{,}8 \cdot 10^{-5}$		$1{,}6 \cdot 10^{-5}$		$2{,}1 \cdot 10^{-5}$	
50	$1{,}8 \cdot 10^{-6}$		$3{,}8 \cdot 10^{-5}$		$4{,}4 \cdot 10^{-5}$		$3{,}4 \cdot 10^{-5}$		$3{,}4 \cdot 10^{-5}$	
100	S. J.		S. J.		S. J.		S. J.		S. J.	
200	S. J.		S. J.		S. J.		S. J.		S. J.	


K-Taf. Ia. Elektronen-Emission der CaO-El. u. der W-El. im Stickstoff. Druck: 5,8 mm Temp. 1100°C
x10⁻⁵ Amp.
7
6
5
4
3
2
1
0
10
50
100
150
200
10⁻⁵ Amp
Volt
o W-Elektrode
CaO-Elektrode


K-Taf. Ib. Elektronen-Emission der CaO-El. u. der W-El. im Stickstoff. Druck: 5·10⁻¹ mm Temp. 1100°C
x10⁻⁵ Amp.
7
6
5
4
3
2
1
0
10
50
100
150
200
10⁻⁵ Amp
Volt
o W-Elektrode
CaO-Elektrode


K.-Taf. Ic. Elektronen-Emission der CaO-El. u. der W-El. im Stickstoff. Druck: 8·10⁻² mm Temp. 1100°C
x10⁻⁵ Amp
7
6
5
4
3
2
0
10
50
100
150
200
10⁻⁵ Amp
Volt
W-Elektrode
CaO-Elektrode


K.-Taf. Id. Elektronen-Emission der CaO-El. u. der W-El. im Stickstoff. Druck: 1·10⁻² mm Temp. 1100°C.
x10⁻⁵ Amp
7
6
5
4
3
2
1
0
10
50
100
150
200 Volt
10⁻⁵ Amp
Volt
W-Elektrode
CaO-Elektrode

höheren Temperatur des Wolframs. Brachte man nämlich die Wolfram-Elektrode auf geeignete niedrigere Temperatur, so wurde bei natürlich kleineren Strömen ein ganz gleiches Verhalten beobachtet. Zur weiteren Charakterisierung der Störungserscheinung wurde ihre Abhängigkeit von der Temperatur der Kathode und dem Druck des eingeleiteten Stickstoff näher untersucht. In den Tabellen 7—9 sind die weiteren Versuchsdaten enthalten, aus denen sich das gesetzmäßige Auftreten der Störung näher erkennen läßt. Besonders hervorzuheben ist jedoch zuerst die Tatsache, daß die Elektronenemission der CaO-Elektrode nur bei Gegenwart des Stickstoffs verändert ist und, wie aus Tabelle 6 und 8 ersichtlich, nach Entfernung des Stickstoffs wieder vollkommen denselben Vakuumeffekt zeigt, wie vorher, obwohl die Belastung bei den verschiedenen Gasdrucken und Temperaturen mehrere Stunden beansprucht hatte. Die Annahme einer chemischen Reaktion des Stickstoffs mit dem Elektrodenmaterial ist daher nicht zutreffend. Das empfindlichste Kriterium hierfür wäre ein Verbrauch der Reagenzien und eine damit verbundene Nachwirkung auf den Effekt im Vakuum. Ferner muß darauf hingewiesen werden, daß die Störung in der Charakteristik nicht momentan auftritt, sondern sich mit endlicher Geschwindigkeit ausbildet und ebenso wieder bei Steigerung des Potentials verschwindet. Wie ferner aus den Tabellen 2– 5 hervorgeht, ist die Existenz der Störung von der Geschwindigkeit der Ionen, d. h. von dem angelegten Potential abhängig, und zwar ist erklärlicher Weise bei höherem Druck ein höheres Potential nötig, wie bei niedrigerem Druck, um die Störung auszubilden. Zur Erklärung der Erscheinung kann daher folgende Annahme gemacht werden: Von einer gewissen Ionengeschwindigkeit an wird der eingeleitete Stickstoff chemisch

dissoziiert; der äußerst reaktionsfähige einatomige Stickstoff reagiert dann mit den Spuren elektronegativer Gase, die entweder mit eingeführt oder im Entladungsrohr noch vorhanden waren; auf diese Weise bilden sich nach der Theorie von Lenard[1]) größere elektronegative Molekülkomplexe aus, die das Elektron vorübergehend absorbieren, durch erneute Zusammenstöße bei höherer Geschwindigkeit jedoch wieder abgeben. Ferner hat auch schon Franck[2]) darauf hingewiesen, daß die geringsten Verunreinigungen im Stickstoff sofort zu unelastigen Zusammenstößen des Elektrons mit den Gasmolekülen führen. Auch beobachtete Franck[3]) die Bildung von Doppelschichten in diesem Gase, bei der der Elektronenstrom sinkt, bis die Schicht ausgebildet ist, um dann mit einem veränderten Potential wieder gesetzmäßig anzusteigen; dies zeigt sich bei der vorliegenden Meßreihe besonders in Tabelle 5, Kurventafel 1 d. Für diese Auffassung sprechen auch die Resultate in Tabelle 7, aus denen hervorgeht, daß die Existenz einer solchen Doppelschicht stark von der Temperatur der Kathode, d. h. von der Stärke des übergehenden Stromes abhängt. Nachdem es also als erwiesen angesehen werden muß, daß trotz der angewendeten Vorsichtsmaßregeln das Auftreten des anormalen Effekts durch Spuren elektronegativer Gasreste bedingt ist, so erklärt sich damit zugleich das Ergebnis, welches in der Voruntersuchung im Stickstoff gewonnen und als Folgeerscheinung des Emissionsvorganges des CaO im Vakuum gedeutet wurde, als ein durch Restgase (Sauerstoff) stark herabgesetzter anormaler Effekt, der an sich in keiner Weise mit dem Emissionsmechanismus des CaO in Beziehung zu setzen ist.

[1]) Lenard, Ann. d. Phys. 40. 391. 1913.
[2]) Franck, Verh. d. D. Phys. Ges. 12. 613. 1910.
[3]) Franck u. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. 15. 391. 1913.

b) Die Messung im Wasserstoff.

Nach den Messungen im Stickstoff wurde durch mehrstündiges Erhitzen der Versuchsrohre sowie durch gleichzeitiges Auskochen des Kalium die Versuchsanordnung wieder so weit wie möglich evakuiert und dann nach Abkühlung der Apparatur der in Tabelle 10 angegebene Vakuumeffekt gemessen. Wie ersichtlich, stimmt er quantitativ mit den in Tabelle 1 und 8 verzeichneten Werten überein, die Wehnelt-Elektrode zeigte also trotz mehrstündiger Belastung einen konstanten Vakuumeffekt. Hiermit war zugleich mit der Indifferenz des wirksamen CaO gegen Stickstoff der erste Anhalt gegeben, daß die Störungserscheinung in diesem Gase weniger durch die Restgase des Vakuums, als vielmehr durch mitgeführte Spuren elektronegativer Gase mit dem Stickstoff selbst bedingt war. Wie noch durch einen Kontrollversuch gezeigt werden wird, bestätigte sich diese Vermutung. Wie weit die Konstanz der Wolfram-Elektrode erhalten geblieben ist, läßt sich wegen der ungenauen Temperaturmessung nur qualitativ bestätigen. Nachdem die Vakuumwerte bei der Elektrode aufgenommen worden waren, wurde die Apparatur mit Wasserstoff mehrmals durchgespült und dann ein Druck von 6 mm hergestellt. Der bei diesem Druck gemessene Effekt ist in Tabelle 11 verzeichnet und in Kurventafel 2 a und b graphisch aufgetragen. Das Ergebnis ist eine völlige Übereinstimmung des Elektronenstroms des CaO mit dem des W, und zwar bei beiden verwendeten Temperaturen. Da jedoch bei solch hohem Druck die Gesetzmäßigkeit der Gasentladung wenig durchforscht ist und die etwa in Aussicht stehende Beweisführung der Indifferenz des emittierenden CaO gegen ionisierten Wasserstoff von ausschlaggebender Bedeutung für den Emissionsmechanismus der Wehnelt-Elektrode sein würde, so mußte

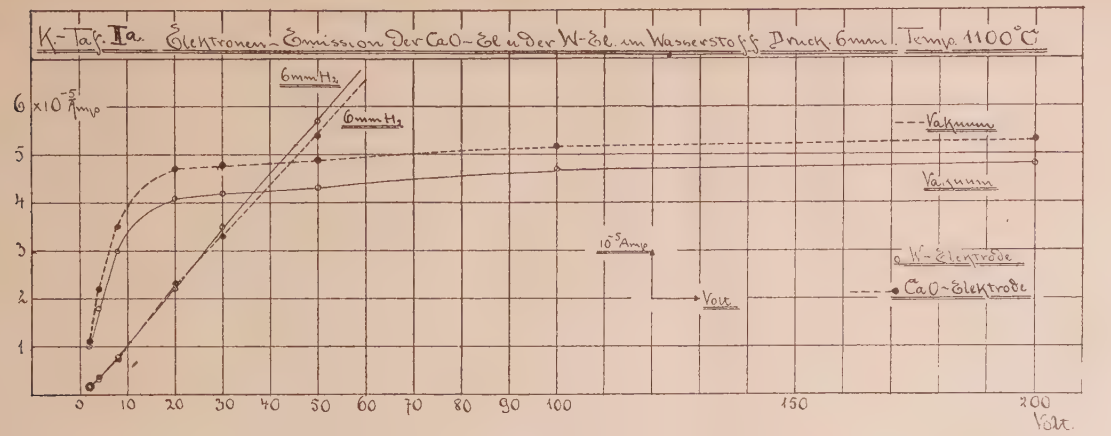
Tabelle X. **CaO-El u. W-El im Vakuum.**

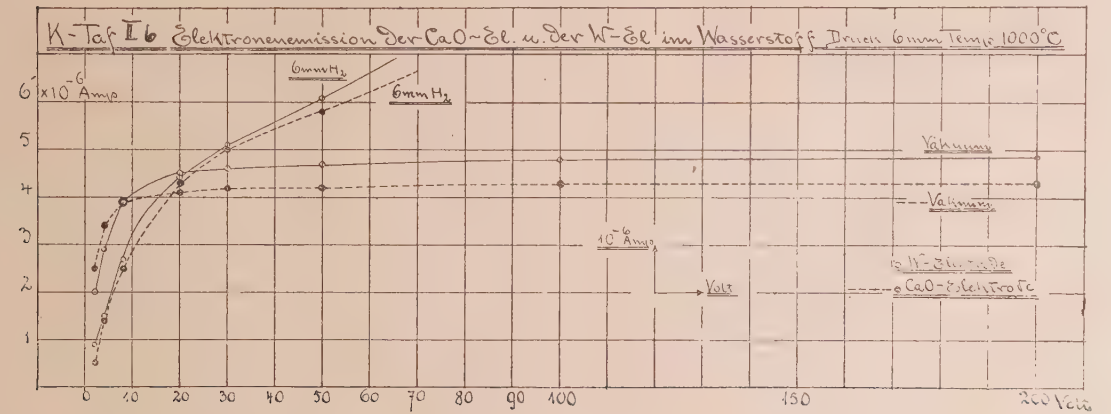
Volt	CaO-El	Temp.	Druck	Volt	W-El	Temp.
2	$1{,}1 \cdot 10^{-5}$ A			2	$1{,}0 \cdot 10^{-5}$ A	
4	$2{,}2 \cdot 10^{-5}$			4	$1{,}8 \cdot 10^{-5}$ A	
8	$3{,}5 \cdot 10^{-5}$			8	$3{,}0 \cdot 10^{-5}$	
20	$3{,}7 \cdot 10^{-5}$	1100 ° C	$-1 \cdot 10^{-6}$ mm	20	$4{,}1 \cdot 10^{-5}$	1200 ° C
30	$3{,}8 \cdot 10^{-5}$			30	$4{,}2 \cdot 10^{-5}$	
50	$3{,}9 \cdot 10^{-5}$			50	$4{,}3 \cdot 10^{-5}$	
100	$4{,}2 \cdot 10^{-5}$			100	$4{,}7 \cdot 10^{-5}$	
200	$4{,}3 \cdot 16^{-5}$			200	$4{,}8 \cdot 10^{-5}$	
2	$2{,}5 \cdot 10^{-6}$ A			2	$2{,}0 \cdot 10^{-6}$ A	
4	$3{,}4 \cdot 10^{-6}$			4	$2{,}9 \cdot 10^{-6}$	
8	$3{,}9 \cdot 10^{-6}$			8	$3{,}9 \cdot 10^{-6}$	
20	$4{,}1 \cdot 10^{-6}$	1000 ° C	$-1 \cdot 10^{-6}$ mm	20	$4{,}5 \cdot 10^{-6}$	1050 ° C
30	$4{,}2 \cdot 10^{-6}$			30	$4{,}6 \cdot 10^{-6}$	
50	$4{,}2 \cdot 10^{-6}$			50	$4{,}7 \cdot 10^{-6}$	
100	$4{,}3 \cdot 10^{-6}$			100	$4{,}8 \cdot 10^{-6}$	
200	$4{,}3 \cdot 10^{-6}$			200	$4{,}8_5 \cdot 10^{-6}$	

Tabelle XI. **CaO-El. u. W-El. im Wasserstoff.**

Volt	CaO-El	Temp.	Druck	Volt	W-El	Temp.
2	$1{,}5 \cdot 10^{-6}$ A			2	$1{,}5 \cdot 10^{-6}$ A	
4	$3{,}1 \cdot 10^{-6}$			4	$3{,}0 \cdot 10^{-6}$	
8	$7{,}7 \cdot 10^{-6}$			8	$8{,}0 \cdot 10^{-6}$	
20	$2{,}3 \cdot 10^{-5}$	1100 ° C	6 mm H_2	20	$2{,}2 \cdot 10^{-5}$	~ 1200 ° C
30	$3{,}3 \cdot 10^{-5}$			30	$3{,}5 \cdot 10^{-5}$	
50	$5{,}4 \cdot 10^{-5}$			50	$5{,}7 \cdot 10^{-5}$	
100	S. J.			100	S. J.	
200	S. J.			200	S. J.	

2	$5{,}1 \cdot 10^{-7}$ A			2	$8{,}6 \cdot 10^{-7}$ A	
4	$1{,}4 \cdot 10^{-6}$			4	$1{,}5 \cdot 10^{-6}$	
8	$2{,}5 \cdot 10^{-6}$			8	$2{,}7 \cdot 10^{-6}$	
20	$4{,}3 \cdot 10^{-6}$	1100 ° C	6 mm H_2	20	$4{,}4 \cdot 10^{-6}$	~ 1050 °
30	$5{,}0 \cdot 10^{-6}$			30	$5{,}1 \cdot 10^{-6}$	
50	$5{,}8 \cdot 10^{-6}$			50	$6{,}1 \cdot 10^{-6}$	
100	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$			100	$1{,}3 \cdot 10^{-5}$	
200	S. J.			200	S. J.	


K-Taf. IIa. Elektronen-Emission der CaO-El u der W-El. im Wasserstoff Druck 6mm. Temp. 1100°C
6 x10⁻⁵ Amp
6mm H₂
6mm H₂
Vakuum
Vakuum
10⁻⁵ Amp
Volt
W-Elektrode
CaO-Elektrode
0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 150 200
Volt.


K-Taf IIb Elektronenemission der CaO-El. u. der W-El im Wasserstoff Druck 6mm Temp 1000°C
6 x10⁻⁶ Amp
6mm H₂
6mm H₂
Vakuum
Vakuum
10⁻⁶ Amp
Volt
W-Elektrode
CaO-Elektrode
0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 150 200 Volt

in der vorliegenden Arbeit dieses Problem besonders ausführlich untersucht werden. Zur näheren Aufklärung des Verhaltens der CaO-Elektrode im Wasserstoff wurde daher noch bei Druckvariation die in Tabelle 12 angegebenen Elektronenströme gemessen. In Kurventafel 3 sind die erhaltenen Werte in Abhängigkeit vom Druck graphisch aufgetragen. Wie ersichtlich, tritt hier eine Gesetzmäßigkeit zu Tage, die unmittelbar zu einer quantitativen Berechnung der Emissionswerte anregt. Obwohl sofort zu erkennen war, daß die von Townsend[1]) theoretisch behandelte Gesetzmäßigkeit der Stoßionisation vorlag, war es dennoch zunächst schwierig, hieran anzuknüpfen, da bei der für rein qualitative Untersuchungen geeigneten Elektroden-Anordnung, der Abstand nicht gemessen werden konnte, sondern aus den Versuchsergebnissen selbst berechnet werden mußte. Es gelang dies im vorliegenden Falle durch die Anwendung des Stoletowschen Gesetzes. Das nachstehende Gesetz stellte Stoletow im Anschluß an seine Untersuchungen des lichtelektrischen Stromes unter verschiedenen Gasdrucken auf. Nachdem er gefunden hatte, daß der lichtelektrische Strom zwischen parallelen Platten bei gleichbleibender elektromotorischer Kraft mit abnehmendem Druck zuerst anwächst, einen Höchstwert erreicht und dann bis zu einem bestimmten Endwerte, dem Strom im Vakuum, abnimmt, erkannte er folgende Beziehung:

$$\frac{V}{a \cdot p_m} = \text{const.}$$

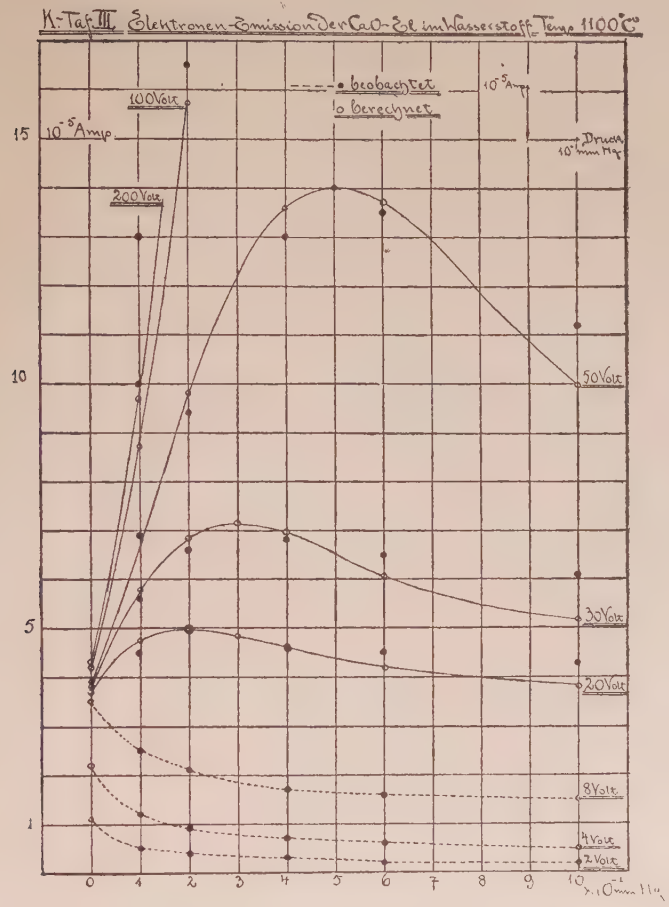
Hier bedeutet V die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden in Volt, a deren Abstand in cm, p_m den Druck in Millimetern Hg, bei dem der Strom seinen Höchstwert erreicht. Die Erscheinung des lichtelektrischen Stromes bei Druck-

[1]) Townsend, The Theorie of Ionisation of Gases by Collision.

Tabelle XII. **CaO-El im Wasserstoff.** Temp. 1100 ° C.

Volt	Amp.	Druck	Amp.	Druck	Amp.	Druck	Amp.	Druck	Amp.	Druck
2	$2 \cdot 10^{-6}$		$2 \cdot 10^{-6}$		$3 \cdot 10^{-6}$		$4 \cdot 10^{-6}$		$5 \cdot 10^{-6}$	
4	$5 \cdot 10^{-6}$		$6 \cdot 10^{-6}$		$7 \cdot 10^{-6}$		$9 \cdot 10^{-6}$		$1{,}2 \cdot 10^{-5}$	
8	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$		$1{,}6 \cdot 10^{-5}$		$1{,}7 \cdot 10^{-5}$		$2{,}1 \cdot 10^{-5}$		$2{,}5 \cdot 10^{-5}$	
20	$4{,}3 \cdot 10^{-5}$	1 mm H_2	$4{,}5 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-1}$ mm H_2	$4{,}6 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-1}$ mm H_2	$4{,}9 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-1}$ mm H_2	$4{,}5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-1}$ mm H_2
30	$6{,}1 \cdot 10^{-5}$		$6{,}5 \cdot 10^{-5}$		$6{,}8 \cdot 10^{-5}$		$6{,}6 \cdot 10^{-5}$		$5{,}6 \cdot 10^{-5}$	
50	$1{,}12 \cdot 10^{-4}$		$1{,}35 \cdot 10^{-4}$		$1{,}32 \cdot 10^{-4}$		$9{,}4 \cdot 10^{-5}$		$6{,}7 \cdot 10^{-5}$	
100	S. J.		S. J.		S. J.		$1{,}65 \cdot 10^{-4}$		$1{,}0 \cdot 10^{-4}$	
200	S. J.		S. J.		S. J.		S. J.		$1{,}35 \cdot 10^{-4}$	

variation des eingeleiteten Gases wurden dann besonders von Townsend näher aufgeklärt. Auf Grund der Stoßionisations-



Theorie gelangte Townsend zu folgender Gleichung:

$$\frac{n}{n_o} = e^{\alpha \cdot a}$$

Hier bedeutet n_o die Anzahl der von der Kathode emittierten Elektronen im Vakuum, während n die Anzahl der Ionen ist.

die die Anode erreicht. Unter α ist die Anzahl der Ionen zu verstehen, die ein Elektron beim Durchlaufen einer Gasstrecke von 1 cm durch Stoß erzeugt. Ferner erkannte Townsend, daß zwischen dieser Zahl α und dem Gasdruck p, sowie der Feldstärke E folgender Zusammenhang besteht

$$\frac{\alpha}{p} = Ne^{-\frac{N\,\psi\,p}{E}}$$

wobei die Konstante ψ die mittlere Ionisationsspannung, also die Potentialdifferenz bedeutet, die ein Elektron frei durchlaufen muß, um die zur Stoßionisation nötige kinetische Energie zu gewinnen. N bedeutet die Stoßzahl des Elektrons und ist gleich dem reciproken Wert seiner mittleren freien Weglänge. Setzt man den obigen Wert von α in die von Townsend aufgestellte Grundgleichung ein, so erhält man für den übergehenden Strom folgende Formel:

$$i = i_o e^{apNe^{-\frac{N\,\psi\,p}{E}}} = i_o e^{apNe^{-\frac{N\,\psi\,pa}{V}}}$$

wobei für die Feldstärke $E = \frac{V}{a}$ gesetzt ist. Es zeigte sich nun aber besonders an den Messungen von Stoletow, daß die Maximalstromstärken bedeutend geringer sind, als die aus der Townsendschen Gleichung berechneten. Bestätigt wurde dieses Resultat auch von Partzsch[1]), der deshalb eine theoretische Ergänzung der Townsendschen Gleichung gab, die sich auch in der vorliegenden Arbeit bestätigte. Da sich nämlich bei

[1]) Partzsch, Ann. d. Phys. 40, 157. 1913.

Potentialdifferenzen, die unterhalb der Ionisationsspannung liegen, kein Maximum des übergehenden Stroms nachweisen läßt, so nimmt Partzsch an, daß für die Stoßionisation nicht der ganze Elektrodenabstand, sondern nur die Strecke $a \cdot \left(1 - \frac{\psi}{V}\right)$ in Betracht kommt, da auf der Strecke $a \cdot \frac{\psi}{V}$ nur die Energieansammlung der Elektronen stattfindet, nicht aber Stoßionisation eintreten kann. Wenn man demnach in der Townsendschen Gleichung den Elektrodenabstand a durch $a\left(1 - \frac{\psi}{V}\right)$ ersetzt, erhält man nunmehr die folgenden Bestimmungsgleichung für den übergehenden Strom:

$$i = i_o e^{\frac{a(V-\psi)}{V} \cdot pe^{-\frac{N\psi p.a}{V}}}$$

Seinen Höchstwert i_m erreicht der Strom beim Maximaldruck p_m, für den sich nach dem Stoletowschen Gesetz ergibt:

$$p_m = \frac{V}{a \cdot \psi \cdot N}$$

Durch Einsetzen dieses Wertes in die obige Bestimmungsgleichung ergibt sich für den Maximalstrom:

$$i_m = i_o e^{\frac{V-\psi}{\psi e}}$$

Im Anschluß an die obigen Theorien ging ich nun in der Weise vor, daß ich nach der letzten Gleichung, in der ich

x = 1,653 cm Tabelle XIII. **CaO-Elektrode im Wasserstoff.** Temp. 1100 °.

Druck	20 Volt		30 Volt		50 Volt		100 Volt		200 Volt	
	i beob.	i ber.	i beob.	i ber.	i beob.	i ber.	i beob.	i ber.	i beob.	i ber.
0,1 mm	$4{,}5.10^{-5}$	$4{,}74.10^{-5}$	$5{,}6.10^{-5}$	$5{,}74.10^{-5}$	$6{,}7\ .10^{-5}$	$6{,}79.10^{-5}$	$1{,}0\ .10^{-5}$	$8{,}73.10^{-5}$	$1{,}3.10^{-4}$	$9{,}7.10^{-5}$
0,2 mm	$4{,}9.10^{-5}$	$4{,}99.10^{-5}$	$6{,}6.10^{-5}$	$6{,}86.10^{-5}$	$9{,}4\ .10^{-5}$	$9{,}83.10^{-5}$	$1{,}65.10^{-4}$	$1{,}57.10^{-4}$	S. J.	—
0,4 mm	$4{,}6.10^{-5}$	$4{,}62.10^{-5}$	$6{,}8.10^{-5}$	$6{,}97.10^{-5}$	$1{,}3\ .10^{-5}$	$1{,}36.10^{-4}$	S. J.	—	S. J.	—
0,6 mm	$4{,}5.10^{-5}$	$4{,}18.10^{-5}$	$6{,}5.10^{-5}$	$6{,}07.10^{-5}$	$1{,}35.10^{-5}$	$1{,}37.10^{-4}$	S. J.	—	S. J.	—
0,6 mm	$4{,}3.10^{-5}$	$3{,}80.10^{-5}$	$6{,}1.10^{-5}$	$5{,}19.10^{-5}$	$1{,}12.10^{-4}$	$9{,}92.10^{-5}$	S. J.	—	S. J.	—
i max.	$4{,}99.10^{-5}$		$7{,}15.10^{-5}$		$1{,}40.10^{-4}$		$8{,}25.10^{-4}$		$2{,}39.10^{-3}$	
p max.	0,2 mm		0,3 mm		0,5 mm		1 mm		2 mm	

für ψ den von Franck und Hertz[1]) auf direkte Methode bestimmten Wert von 11 Volt einsetzte und den Maximalstrom bei 20 Volt berechnete. Dieser ergab sich für den Vakuumwert von $3{,}8 \cdot 10^{-5}$ Amp. zu $5{,}0 \cdot 10^{-5}$ Amp. Gefunden war, wie aus Tabelle 12 hervorgeht, bei $2 \cdot 10^{-1}$ mm Druck $4{,}9 \cdot 10^{-5}$ Amp. Es konnte also in erster Annäherung für 20 Volt für den Maximaldruck $p_m = 2 \cdot 10^{-1}$ mm angenommen werden. Es war daher nach dem Stoletowschen Gesetz eine Bestimmung des Elektrodenabstandes möglich, für den sich ergab:

$$a = \frac{V}{p_m \cdot \psi \cdot N} = 1{,}65 \text{ cm}$$

In dieser Gleichung wurde für N der von Partzsch angegebene Wert 5.5 benützt. Dieser Wert, der auch von Lenard[2]) gefunden wurde, ist ungefähr zweimal so groß wie der reciproke Wert der von Maxwell berechneten freien Weglänge eines verschwindend kleinen schnell bewegten Körpers in einem Gasraum. Der benützte Wert der mittleren Ionisationsspannung des Wasserstoffs von 11 Volt erscheint besonders zuverlässig, da er von Lenard[2]), Franck und Hertz[3]) und Fr. Meyer[4]) auf verschiedene Versuchsmethoden übereinstimmend festgestellt worden ist. Nachdem der Abstand der Elektroden durch diese Zwischenrechnung bestimmt worden war, wurde nach der von Partzsch ergänzten Townsendschen Gleichung weiter gerechnet. In Tabelle 13 sind die beobachteten und berechneten Stromwerte gegenübergestellt. Wie ersichtlich, zeigt sich eine nach dem komplizierten Gang

---

[1]) Franck u. Hertz, Ber. d. D. Phys. Ges 15. 34. 1913.
[2]) Lenard, Ann. d. Phys. 8. 190. 1902.
[3]) Franck u. Hertz, loc. cit.
[4]) Fr. Meyer, Heidelberger Diss.

der Berechnung unerwartete Übereinstimmung. Wie schon angedeutet, konnte man aber bei der großen Wichtigkeit des Verhaltens der Wehnelt-Elektrode im Wasserstoff für die Emissionstheorie des CaO sich nicht mit diesem ersten Resultat des Vorversuchs begnügen, wenn auch die elektrochemische Emissionstheorie, die Fredenhagen durch das in der Voruntersuchung beobachtete anormale Verhalten der CaO-Elektrode im Wasserstoff von neuem bestätigt sah, durch das obige Versuchsresultat noch bedeutend mehr an Wahrscheinlichkeit verloren hat, wie durch die weniger befriedigenden Ergebnisse im Stickstoff, vor allem wenn man berücksichtigt, daß Wilson[1]) gezeigt hat, daß eine reine Platin-Elektrode sich vollkommen anormal im Wasserstoff benimmt und durchaus nicht der von Townsend aufgestellten Gesetzmäßigkeit folgt. Sollte es also im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit gelingen, das obige Ergebnis durch eine quantitative Versuchsmethode zu bestätigen, so würde damit auf indirektem Wege von neuem auch das von Deininger[2]) gewonnene Resultat als richtig erkannt werden. Deininger fand nämlich, daß das CaO unabhängig von dem Elektrodenmaterial, auf dem es sich befindet, vollkommen unveränderte spezifische Konstante der Richardsonschen Gleichung zeigt, für den gemessenen Elektronenstrom, also die aus der metallischen Unterlage kommenden Elektronen keine Rolle spielen. Dieses Resultat deckt sich auch mit dem Befund von Frank Horton[3]), der durch Versuche anderer Art zu dem gleichen Ergebnis kam. Es wird jedoch erst später auf diese Arbeiten näher einzugehen sein, ebenso wie auf eine ausführliche Diskussion des Giltigkeitsbereiches

---

[1]) Wilson, Phil. Trans. 208. 247. 1908.
[2]) Deininger, loc. cit.
[3]) Frank Horton, Phil. Mag. 28. 244. 1914.

der Townsendschen Annahme in Rücksicht auf die von Franck und Hertz[1]) aufgestellte Kinematik der Stoßionisation von Gasmolekülen durch Elektronen. Bei einem Vergleich der Resultate des Vorversuchs im Stickstoff mit denen im Wasserstoff muß gesagt werden, daß die Gegenwart geringer Spuren elektronegativer Gasreste auch im Wasserstoff anzunehmen ist, daß aber dieses Gas bedeutend unempfindlicher gegen solche Verunreinigungen ist, als der Stickstoff, wie dies von Chattok und Tyndall[2]) durch Beweglichkeitsmessungen eingehend untersucht ist. Die späteren Messungen im Wasserstoff werden diese Annahme bestätigen.

c) Die Messung im Sauerstoff.

Obwohl die mit der vorliegenden Meßmethode zu erzielenden Resultate im Sauerstoff von keiner Bedeutung für die Theorie der Wirksamkeit des CaO sein konnten, wie dies schon durch die Erfahrungen anderer Forscher vorauszusehen war, so müssen sie doch hiermit verzeichnet werden, da die bei der Voruntersuchung[3]) im Sauerstoff erzielten anormalen Versuchsergebnisse ebenfalls im Sinne der elektrochemischen Emissionstheorie gedeutet worden sind, ferner aber auch deshalb, weil durch die vom Verfasser beobachtete die Emission stark verkleinernde Nachwirkung des Sauerstoffs geeignet erscheint, eine Aufklärung zu geben über die Ursache der bei der Voruntersuchung beobachteten starken Herabsetzung durch Stickstoff und Vergrößerung des Effekts durch Wasserstoff. Die Meßreihe der Voruntersuchung wurde mit Messungen im Sauerstoff begonnen und ebenfalls nach Wiederherstellung

[1]) Franck u. Hertz, Ber. d. D. Phys. Ges. 16. 12. 1914.
[2]) Chattok u. Tyndall, Phil. Mag. 20. 450. 1910.
[3]) Fredenhagen loc. cit.

des Vakuums ein ungefähr zehnmal kleinerer Vakuumeffekt beobachtet, wofür auf Grund der elektrochemischen Theorie durch den Verbrauch des CaO eine Erklärung gegeben wird. Daß es aber tatsächlich die bei der Anordnung unentfernbaren Sauerstoffreste waren, zeigt sich an den Stromwerten im Stickstoff, die infolge der starken Verunreinigung mit Sauerstoff ebenfalls unter den Vakuumwert herabgesetzt sind. Da, wie gezeigt, der Wasserstoff in Bezug auf seine Ionenbeweglichkeit bedeutend weniger empfindlich gegen elektronegative Gasreste ist, so ist es dann erklärlich, daß in diesem Gas eine starke Vergrößerung des Effekts besonders in Bezug auf den durch die Sauerstoffreste herabgesetzten Vakuumwert beobachtet wird. Endgiltig bewiesen werden diese Annahmen durch den stark vergrößerten Vakuumeffekt, der sich nach den Messungen im Wasserstoff einstellt. Die nachwirkende Vergrößerung erklärt sich durch die Reinigung des Versuchsrohres nach Durchspülung mit dem sauerstoffreinen, durch Palladium eingeführten Wasserstoff. Bei der Voruntersuchung wurde diese Erscheinung durch die Annahme einer chemischen Reaktion des Wasserstoffs mit dem CaO und einer dadurch herbeigeführten besseren Verteilung des Oxyds auf der metallischen Unterlage gedeutet. Aus obiger Auseinandersetzung geht jedenfalls hervor, daß man bei der Voruntersuchung ein vollkommen anderes Resultat über das Verhalten der Wehnelt-Elektrode in Gasen erhalten hätte, wenn die Versuchsreihe nicht mit Messungen im Sauerstoff begonnen worden wäre, der bei der angewendeten Versuchsanordnung nicht vollständig wieder entfernt werden konnte und durch seine Nachwirkung zu den beobachteten Störungserscheinungen Anlaß gab. Es erübrigt sich daher, auf die Theorien näher einzugehen, die auf Grund der Annahme elektrochemischer zur Emission von

Tabelle XIV. **CaO-Elektrode im Vakuum.**

Volt	Amp.	Temp.	Volt	Amp.	Temp.	Volt	Amp.	Temp.	Druck
2	$1{,}0 \cdot 10^{-5}$ A		2	$2{,}1 \cdot 10^{-6}$ A		2	$1{,}5 \cdot 10^{-7}$ A		
4	$2{,}4 \cdot 10^{-5}$		4	$3{,}1 \cdot 10^{-6}$		4	$1{,}9 \cdot 10^{-7}$		
8	$3{,}1 \cdot 10^{-5}$		8	$3{,}5 \cdot 10^{-6}$		8	$2{,}2 \cdot 10^{-7}$		
20	$3{,}3 \cdot 10^{-5}$	1100° C	20	$3{,}7 \cdot 10^{-6}$	1000° C	20	$2{,}5 \cdot 10^{-7}$	900° C	$\sim 1 \cdot 10^{-6}$ mm
30	$3{,}4 \cdot 10^{-5}$		30	$3{,}8 \cdot 10^{-6}$		30	$2{,}5 \cdot 10^{-7}$		
50	$3{,}6 \cdot 10^{-5}$		50	$3{,}8 \cdot 10^{-6}$		50	$2{,}5 \cdot 10^{-7}$		
100	$3{,}9 \cdot 10^{-5}$		100	$3{,}9 \cdot 10^{-6}$		100	$2{,}6 \cdot 10^{-7}$		
200	$4{,}0 \cdot 10^{-5}$		200	$3{,}9 \cdot 10^{-6}$		200	$2{,}6 \cdot 10^{-7}$		

Elektronen führender Reaktionen der eingeführten Gase mit dem CaO für alle diese Erscheinungen gegeben wurden, nachdem erwiesen ist, daß es sich lediglich um sekundäre Störungseffekte handelte.

In Bezug auf Messungen im Sauerstoff stimmen nun die Erfahrungen aller Forscher überein, daß infolge der starken Elektronen-Affinität dieses Gases Stoßionisationsmessungen über größere Gasstrecken unmöglich sind. Durch diese Elektronen-Affinität werden die Elektronen direkt dem Molekül angelagert und hierdurch die Beweglichkeit und mittlere freie Weglänge der Ionen ganz bedeutend herabgesetzt. Franck und Hertz[1]) gelang es trotz Anwendung von Platin-Elektroden daher nicht, bei ihren Messungen über die Elektronenreflexion an Gasmolekülen die im Sauerstoff sofort auftretenden Polarisationsschichten zu vermeiden, sodaß die Messungen in diesem Gase zu keinem Resultat führten. Jedenfalls ist mit Sicherheit zwischen ionisiertem Sauerstoff und den Elektronen eine chemische Affinität[2]) anzunehmen, wodurch eine Absättigung der freien Valenzen des ionisierten Sauerstoffs durch die Elektronen herbeigeführt wird. Auch ist von Warburg[3]) erwiesen, daß die Ozon-Bildung die negative Leitfähigkeit stark erniedrigt. Nach Kenntnisnahme aller dieser Singularitäten der Elektrizitätsleitung im Sauerstoff erscheint es daher von vornherein ausgeschlossen, bei der angewendeten Versuchsmethode durch Messungen mit der CaO-Elektrode in diesem Gase irgendwelche Schlüsse ziehen zu können auf die Elektronenemission des CaO im Vakuum. In Tabelle 14 ist zu-

---

[1]) Franck und Hertz, Ber. d. D. Phys. Ges. 12. 291. 1910.
[2]) Stark, Ber. d. D. Phys. Ges. 15. 809. 1913.
[3]) Warburg, Ann. d. Phys. 13. 464. 1904. u. 2. 295. 1910.

nächst wieder der auch nach den Messungen im Wasserstoff unveränderte Vakuumeffekt angegeben[1]). Tabelle 15 enthält die unter verschiedenen Sauerstoffdrucken und bei verschiedenen Temperaturen aufgenommenen Emissionswerte. Wie aus Kurventafel 4 a—c ersichtlich, ist die Herabsetzung des Effekts abhängig von der übergehenden Stromdichte, der angelegten Spannung und dem Druck des Sauerstoffs. Die Herabsetzung nimmt zu bei Erniedrigung der Temperatur und des Potentials und bei Erhöhung des Druckes. Es erklärt sich dies durch die in allen drei Fällen verminderte Wirkung der Stoßionisation. Diese Ergebnisse im Sauerstoff decken sich vollkommen mit den bei der Voruntersuchung von Fredenhagen in diesem Gas gewonnenen Resultaten. Wie schon hervorgehoben, zeigt der Sauerstoff in den geringsten Spuren, die zunächst aus dem Entladungsrohr nicht entfernt werden können, eine bis in das Vakuum reichende, den Effekt herabsetzende Nachwirkung. Auch durch stundenlanges Erhitzen des Versuchsrohrs war es, da die Anode nicht ausgeglüht werden konnte, bei der vorliegenden Versuchsreihe nicht möglich, diese Nachwirkung vollkommen zu beseitigen, wenn es auch gelang, eine allmähliche Erholung zu erzielen. Es ergab sich also, abgesehen von den Resultaten im Stickstoff durch dieses letzte Ergebnis des Vorversuches von neuem die Forderung, mit einem Versuchsrohr zu arbeiten, bei dem außer der Vermeidung jeglicher Schliffe sämtliche Metallteile im Vakuum elektrisch ausgeglüht werden konnten. Durch die gewonnenen Resultate im Wasserstoff erschien es gleichzeitig möglich, durch Anwendung einer geometrischen, abmeßbaren Elektrodenanordnung bei weiterer Untersuchung der Elektronenemission des CaO im Wasserstoff

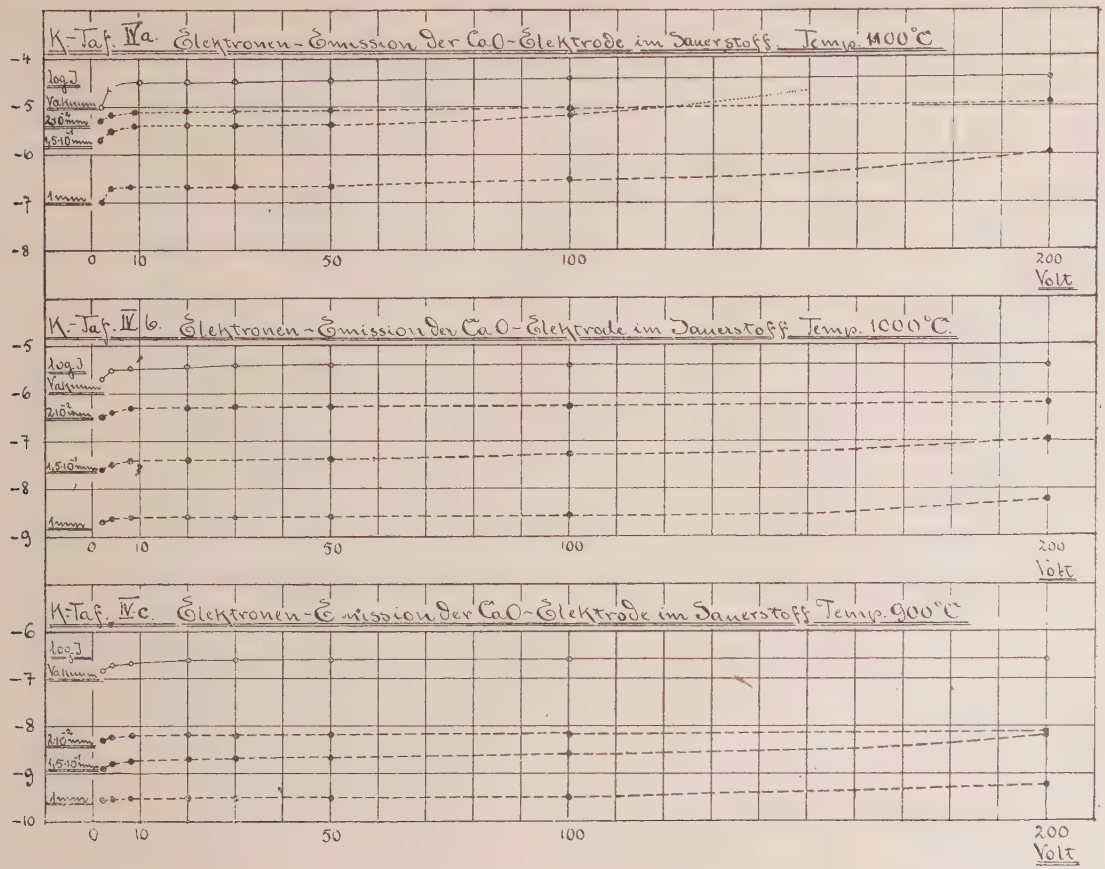
---

[1]) Vergl. Neubert, Leipziger Diss. 1913.

Tabelle XV. **Elektronen-Emission der CaO-El im Sauerstoff.**

Temp.	Druck	Strom	2 Volt	4 Volt	8 Volt	20 Volt	30 Volt	50 Volt	100 Volt	200 Volt
1100° C	1 mm O_2	lg J	$0{,}04 \cdot 10^{-7}$	$0{,}30 \cdot 10^{-7}$	$0{,}32 \cdot 10^{-7}$	$0{,}32 \cdot 10^{-7}$	$0{,}34 \cdot 10^{-7}$	$0{,}34 \cdot 10^{-7}$	$0{,}49 \cdot 10^{-7}$	$0{,}01 \cdot 10^{-6}$
		J	$1{,}1 \cdot 10^{-7}$	$2{,}0 \cdot 10^{-7}$	$2{,}1 \cdot 10^{-7}$	$2{,}1 \cdot 10^{-7}$	$2{,}2 \cdot 10^{-7}$	$2{,}2 \cdot 10^{-7}$	$3{,}1 \cdot 10^{-7}$	$10{,}3 \cdot 10^{-7}$
	$1{,}5 \cdot 10^{-1}$ mm O_2	lg J	$0{.}30 \cdot 10^{-6}$	$0{,}49 \cdot 10^{-6}$	$0{,}56 \cdot 10^{-6}$	$0{,}57 \cdot 10^{-6}$	$0{,}58 \cdot 10^{-6}$	$0{,}61 \cdot 10^{-6}$	$0{,}82 \cdot 10^{-6}$	
		J	$2{.}0 \cdot 10^{-6}$	$3{,}1 \cdot 10^{-6}$	$3{,}6 \cdot 10^{-6}$	$3{,}7 \cdot 10^{-6}$	$3{,}8 \cdot 10^{-6}$	$4{,}1 \cdot 10^{-6}$	$6{,}6 \cdot 10^{-6}$	
	$2 \cdot 10^{-2}$ mm O_2	lg J	$0{,}74 \cdot 10^{-6}$	$0{,}83 \cdot 10^{-6}$	$0{,}9 \cdot 10^{-6}$	$0{,}91 \cdot 10^{-6}$	$0{,}92 \cdot 10^{-6}$	$0{,}93 \cdot 10^{-6}$	$0{,}94 \cdot 10^{-6}$	$0{,}03 \cdot 10^{-6}$
		J	$5{,}5 \cdot 10^{-6}$	$6{,}8 \cdot 10^{-6}$	$7{,}8 \cdot 10^{-6}$	$8{,}2 \cdot 10^{-6}$	$8{,}3 \cdot 10^{-6}$	$8{,}5 \cdot 10^{-6}$	$8{,}8 \cdot 10^{-6}$	$10{,}7 \cdot 10^{-6}$
	1 mm O_2	lg J	$0{,}30 \cdot 10^{-9}$	$0{,}38 \cdot 10^{-9}$	$0{,}40 \cdot 10^{-9}$	$0{,}40 \cdot 10^{-9}$	$0{,}40 \cdot 10^{-9}$	$0{,}41 \cdot 10^{-9}$	$0{,}43 \cdot 10^{-9}$	$0{,}79 \cdot 10^{-9}$
		J	$2{,}0 \cdot 10^{-9}$	$2{,}4 \cdot 10^{-9}$	$2{,}5 \cdot 10^{-9}$	$2{,}5 \cdot 10^{-9}$	$2{,}5 \cdot 10^{-9}$	$2{,}6 \cdot 10^{-9}$	$2{,}7 \cdot 10^{-9}$	$6{,}2 \cdot 10^{-9}$

1000° C	$1{,}5.10^{-1}$ mm O_2	lg J	$0{,}41 . 10^{-8}$	$0{,}52 . 10^{-8}$	$0{,}57 . 10^{-8}$	$0{,}59 . 10^{-8}$	$0{,}59 . 10^{-8}$	$0{,}61 . 10^{-8}$	$0{,}72 . 10^{-8}$	$0{,}03 . 10^{-7}$
		J	$2{,}6 . 10^{-8}$	$3{,}3 . 10^{-8}$	$3{,}7 . 10^{-8}$	$3{,}9 . 10^{-8}$	$3{,}9 . 10^{-8}$	$4{,}1 . 10^{-8}$	$5{,}2 . 10^{-8}$	$10{,}8 . 10^{-8}$
	$2 . 10^{-2}$ mm O_2	lg J	$0{,}50 . 10^{-7}$	$0{,}61 . 10^{-7}$	$0{,}66 . 10^{-7}$	$0{,}69 . 10^{-7}$	$0{,}69 . 10^{-7}$	$0{,}70 . 10^{-7}$	$0{,}72 . 10^{-7}$	$0{,}80 . 10^{-7}$
		J	$3{,}2 . 10^{-7}$	$4{,}1 . 10^{-7}$	$4{,}6 . 10^{-7}$	$5{,}0 . 10^{-7}$	$5{,}0 . 10^{-7}$	$5{,}1 . 10^{-7}$	$5{,}2 . 10^{-7}$	$6{,}4 . 10^{-7}$
900° C	1 mm O_2	lg J	$0{,}43 . 10^{-10}$	$0{,}46 . 10^{-10}$	$0{,}47 . 10^{-10}$	$0{,}47 . 10^{-10}$	$0{,}47 . 10^{-10}$	$0{,}47 . 10^{-10}$	$0{,}50 . 10^{-10}$	$0{,}74\ 10^{-10}$
		J	$2{,}7 . 10^{-10}$	$2{,}9 . 10^{-10}$	$3{,}0 . 10^{-10}$	$3{,}0 . 10^{-10}$	$3{,}0 . 10^{-10}$	$3{,}0 . 10^{-10}$	$3{,}2 . 10^{-10}$	$5{,}5 . 10^{-10}$
	$1{,}5.10^{-1}$ mm O_2	lg J	$0{,}11 . 10^{-9}$	$0{,}20 . 10^{-9}$	$0{,}28 . 10^{-9}$	$0{,}32 . 10^{-9}$	$0{,}34 . 10^{-9}$	$0{,}40 . 10^{-9}$	$0{,}40 . 10^{-9}$	$0{,}77 . 10^{-9}$
		J	$1.3 . 10^{-9}$	$1{,}6 . 10^{-9}$	$1{,}9 . 10^{-9}$	$2{,}1 . 10^{-9}$	$2{,}2 . 10^{-9}$	$2{,}2 . 10^{-9}$	$2{,}5 . 10^{-9}$	$6{,}0 . 10^{-9}$
	$2 . 10^{-2}$ mm O_2	lg J	$0{,}71 . 10^{-9}$	$0{,}76 . 10^{-9}$	$0{,}79 . 10^{-9}$	$0{,}79 . 10^{-9}$	$0{,}80 . 10^{-9}$	$0{,}80 . 10^{-9}$	$0{,}81 . 10^{-9}$	$0{,}89 . 10^{-9}$
		J	$5{,}2 . 10^{-9}$	$5{,}7 . 10^{-9}$	$6{,}1 . 10^{-9}$	$6{,}2 . 10^{-9}$	$6{,}3 . 10^{-9}$	$6{,}4 . 10^{-9}$	$6{,}5 . 10^{-9}$	$6{,}6 . 10^{-9}$


K.-Taf. IV a. Elektronen-Emission der CaO-Elektrode im Sauerstoff Temp. 1100°C
log J
Vakuum
2·10⁻² mm
1,5·10⁻¹ mm
1 mm
-4
-5
-6
-7
-8
0
10
50
100
200
Volt
K.-Taf. IV b. Elektronen-Emission der CaO-Elektrode im Sauerstoff Temp. 1000°C.
log J
Vakuum
2·10⁻² mm
1,5·10⁻¹ mm
1 mm
-5
-6
-7
-8
-9
0
10
50
100
200
Volt
K.-Taf. IV c. Elektronen-Emission der CaO-Elektrode im Sauerstoff Temp. 900°C
log J
Vakuum
2·10⁻² mm
1,5·10⁻¹ mm
1 mm
-6
-7
-8
-9
-10
0
10
50
100
200
Volt

die Wirkung der Stoßionisation voraus berechnen zu können und damit eine quantitative Kontrolle zu gewinnen für das über die Theorie der Wirksamkeit des CaO entscheidende Verhalten der Elektrode in diesem Gase.

III.

Quantitative Messungen im Wasserstoff.

Obwohl schon der Vorversuch im Wasserstoff ergeben hatte, daß eine quantitative Untersuchungsweise der Wirksamkeit der CaO-Elektrode in diesem Gase möglich sein würde, so gestaltete es sich dennoch schwierig, Versuchsbedingungen zu erzielen, mit denen Resultate gewonnen werden konnten, die nach festgelegten, von der Wirkungsweise der Kathode unabhängigen Theorien vorausberechnet waren. Durch den Vorversuch war schon insofern die Grundbedingung für quantitative Messungen erfüllt, als es gelungen war, die Restgase wenigstens so weit zu beseitigen, daß die Elektronenemission des CaO einen konstanten Charakter zeigte und nicht jene periodenhaften starken Schwankungen auftraten, verbunden mit einer schnellen Zerstörung der Oxydschicht, wie sie sonst regelmäßig beobachtet waren. Bei einem weiteren solchen Verhalten der CaO-Elektrode wäre natürlich jede quantitative Versuchsmethode aussichtslos geblieben. In dieser relativen Konstanz des Effekts ist aber, abgesehen von ganz groben Störungen, durchaus nicht ein Kriterium zu erblicken für die vollkommene Beseitigung der Restgase. Es tritt nämlich bei verhältnismäßig hohem Reinheitsgrad ein Zustand ein, der sich nur äußerst langsam nach einer Richtung weiter entwickelt, sodaß sich der Gang dieser Veränderung erst nach

tagelanger Beobachtung, und zwar besonders nach längeren Perioden der Ruhe der Versuchsanordnung erkennen läßt. So war es, wie gezeigt, bei dem Vorversuch möglich, einen praktisch konstanten Vakuumeffekt zu beobachten, obwohl eine Verunreinigung mit Restgasen vorlag; allerdings von einem Prozentsatz, für den nur die außerordentliche Empfindlichkeit des Stickstoffs ein Reagenz war, während die Konstanten der Richardsonschen Gleichung, wie noch gezeigt werden wird, zahlenmäßig mit den bisher gewonnenen Daten übereinstimmen. Wir werden jedoch, wie noch ausführlich zu behandeln sein wird, in dem Auftreten der Raumladungserscheinung ein bedeutend feineres Mittel gewinnen, die Gegenwart der letzten Restgasspuren zu erkennen. Es ergibt sich dies daraus, daß man in dem mathematischen Ansatz der Raumladungsbedingungen eine statistische Kontrolle der Bewegungsgröße jedes einzelnen Elektrons aufstellt, während alle bisher gegebenen Theorien der Stoßionisation nur die Integralwirkung des übergehenden Gesamtstroms berücksichtigen, ohne auf die Einzelvorgänge, die sich zwischen Elektron und Gasmolekül in der Entladungsbahn abspielen, näher einzugehen. Die Erfahrungen, die im weiteren Verlauf der Untersuchung durch das Auftreten der Raumladungserscheinung gewonnen wurden, standen jedoch noch nicht zur Verfügung, als diese quantitativen Messungen im Wasserstoff angestellt wurden. Man glaubte daher zunächst von exakten Bedingungen im Vakuum auszugehen und war geneigt, einige bei den Beobachtungen im Wasserstoff regelmäßig auftretende Abweichungen von den nach der Townsendschen Theorie berechneten Stromwerten allein durch die Unvollkommenheit dieser Theorie zu erklären. Abgesehen davon, daß in dem ganzen beobachteten Druck- und Temperaturintervall diese

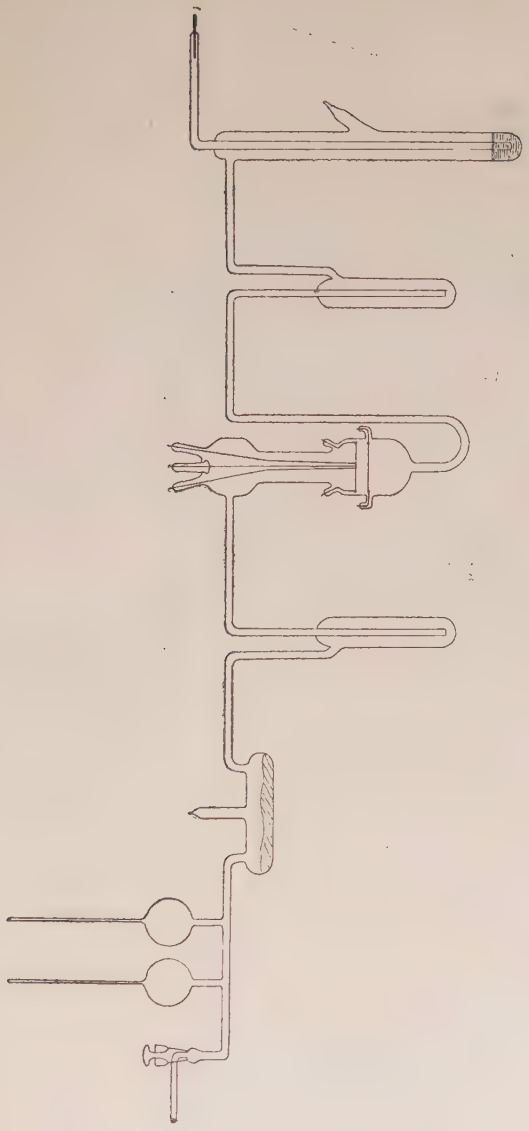
Abweichungen die erwartete Charakteristik niemals vollkommen entstellten, traten sie aber auch im gleichen Sinne auf, als im Anschluß an die Untersuchungen über die Einwirkung des Wasserstoffs auf die Raumladung Messungen bei Druckvariation ausgeführt wurden, sodaß der Ionisationsvorgang im H_2 gegen die hier in Frage kommenden Verunreinigungen unempfindlich zu sein scheint.

Die Versuchsanordnung war dieselbe wie bei dem Vorversuch, nur daß das Versuchsrohr die aus Figur 3 ersichtliche Konstruktion hatte. Die Elektroden konnten also, wie schon näher beschrieben, ausgeglüht und ihr Abstand kathetometrisch gemessen werden. Ferner war das zur Messung höherer Drucke geeignete Mc.-Leod-Manometer eingebaut. Figur 9 gibt eine allgemeine Übersicht über die ganze Versuchsanordnung.

Es ist nun natürlich nicht möglich, das ganze Zahlenmaterial, das mit dieser Anordnung mit verschiedenen Wehnelt-Elektroden im Wasserstoff aufgenommen wurde, hier wiederzugeben. Es soll vielmehr eine Versuchsreihe ausführlich vorgeführt werden, deren Resultate jedoch an verschiedenen Elektroden bestätigt sind. Der Elektrodenabstand betrug bei allen Messungen ungefähr 1 cm. Diese Entfernung erschien aus theoretischen Gründen am besten geeignet. Nach dem Stoletowschen Gesetz gilt zwischen dem Druck der maximalen Vergrößerung, dem Elektrodenabstand und der angelegten Spannung die schon oben angegebene Beziehung:

$$p_m = \frac{V}{a \cdot N \psi}.$$

Der Druck der maximalen Vergrößerung ist also umgekehrt proportional dem Elektrodenabstand. Bei einem sehr kleinen Abstand von etwa 3 mm hätte man also den Vorteil gehabt,



Figur 9.

das Maximum z. B. für 20 Volt bei ungefähr 1 mm zu bekommen, es würde also bei der Druckmessung eine Genauigkeit bis auf 0,1 mm genügen. Diesem Vorteil stand jedoch die Vermutung gegenüber, daß die Komplikationen, die nach den Messungen von Franck und Hertz über die Kinetik der Stoßionisation zwischen Elektron und Gasmolekül zu erwarten waren, sich vor allem bei höheren Drucken bemerkbar machen würden, man also mit steigendem Druck sich mehr und mehr aus dem Giltigkeitsbereich der Townsendschen Theorie entfernen würde. Es erschien daher von Vorteil, die Genauigkeit der Druckmessung auf 0,01 mm zu steigern und den Elektrodenabstand so zu wählen, daß die Drucke der Maximalvergrößerungen einige Zehntel mm nicht überschritten. Ferner war auch zu berücksichtigen, daß bei sehr kleinem Elektrodenabstand die Anfangsgeschwindigkeit der austretenden Elektronen beträchtlicheren Einfluß gewinnt. Der Gang der Messung geschah nun in der Weise, daß zunächst wieder durch stundenlanges Erhitzen des Entladungsrohres und Ausglühen der Elektrode, sowie durch Auskochen des destillierten Kaliums in dem Rückflußrohr für eine vollkommene Konstanz des Vakuums und des Vakuumeffekts gesorgt wurde, die unabhängig von der Temperatur des Versuchsrohres und der Glühkathode auch bei Dauerbelastung aufrecht erhalten blieb. Dann wurde der Vakuumeffekt bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen und hierauf nach mehrmaligem Durchspülen mit Wasserstoff ein höherer Gasdruck hergestellt. Von diesem aus wurde dann stufenweise abgepumpt und bei jedem Druck wieder die Stromcharakteristiken bei den verschiedenen Temperaturen aufgenommen. Bei der großen Temperaturempfindlichkeit der Emission mußte dabei für genaue Einstellung und Konstanz des Heizstromes gesorgt werden. Es wurde

Tab. XVI. **Elektronen-Emissionen der CaO-El im Vakuum.**

A.				B.			
Volt	1100 °	1000 °	900 °	Volt	1100 °	1000 °	900 °
2	$1{,}0 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$3{,}5 \cdot 10^{-7}$	2	$1{,}0 \cdot 10^{-5}$	$4{,}0 \cdot 10^{-6}$	$3{,}7 \cdot 10^{-7}$
4	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$	$4{,}2 \cdot 10^{-6}$	$3{,}8 \cdot 10^{-7}$	4	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$	$4{,}2 \cdot 10^{-6}$	$4{,}0 \cdot 10^{-7}$
8	$1{,}6 \cdot 10^{-5}$	$5{,}0 \cdot 10^{-6}$	$4{,}3 \cdot 10^{-7}$	8	$1{,}8 \cdot 10^{-5}$	$5{,}3 \cdot 10^{-6}$	$4{,}5 \cdot 10^{-7}$
12	$2{,}2 \cdot 10^{-5}$	$5{,}9 \cdot 10^{-6}$	$4{,}65 \cdot 10^{-7}$	12	$2{,}3 \cdot 10^{-5}$	$6{,}0 \cdot 10^{-6}$	$4{,}8 \cdot 10^{-7}$
16	$3{,}2 \cdot 10^{-5}$	$6{,}4 \cdot 10^{-6}$	$4{,}75 \cdot 10^{-7}$	16	$3.4 \cdot 10^{-5}$	$6{,}6 \cdot 10^{-6}$	$4{,}9 \cdot 10^{-7}$
20	$4{,}2 \cdot 10^{-5}$	$6{,}5 \cdot 10^{-6}$	$4{,}80 \cdot 10^{-7}$	20	$4{,}3 \cdot 10^{-5}$	$6{,}7 \cdot 10^{-6}$	$5{,}0 \cdot 10^{-7}$
24	$5{,}0 \cdot 10^{-5}$	$6{,}55 \cdot 10^{-6}$	$4{,}83 \cdot 10^{-7}$	24	$5{,}0 \cdot 10^{-5}$	$6{,}8 \cdot 10^{-6}$	$5{,}1 \cdot 10^{-7}$
30	$5{,}8 \cdot 10^{-5}$	$6{,}60 \cdot 10^{-6}$	$4{,}85 \cdot 10^{-7}$	30	$5{,}6 \cdot 10^{-5}$	$6{,}8 \cdot 10^{-6}$	$5{,}1 \cdot 10^{-7}$
36	$5{,}9 \cdot 10^{-5}$	$6{,}7 \cdot 10^{-6}$	$4{,}86 \cdot 10^{-7}$	36	$5{,}8 \cdot 10^{-5}$	$6.8 \cdot 10^{-6}$	$5{,}1 \cdot 10^{-7}$
50	$6{,}0 \cdot 10^{-5}$	$6{,}7 \cdot 10^{-6}$	$4{,}89 \cdot 10^{-7}$	50	$5{,}9 \cdot 10^{-5}$	$6{,}9 \cdot 10^{-6}$	$5{,}1 \cdot 10^{-7}$
75	$6{,}0 \cdot 10^{-5}$	$6{,}7 \cdot 10^{-6}$	$4{,}89 \cdot 10^{-7}$	75	$6{,}0 \cdot 10^{-5}$	$6{,}9 \cdot 10^{-6}$	$5{,}1 \cdot 10^{-7}$
100	$6{,}1 \cdot 10^{-5}$	$6{,}7 \cdot 10^{-6}$	$4{,}89 \cdot 10^{-7}$	100	$6{,}1 \cdot 10^{-5}$	$6.9 \cdot 10^{-6}$	$5{,}1 \cdot 10^{-7}$
200	$6.1 \cdot 10^{-5}$	$6.7 \cdot 10^{-6}$	$4.89 \cdot 10^{-7}$	200	$6.2 \cdot 10^{-5}$	$6{,}9 \cdot 10^{-6}$	$5.1 \cdot 10^{-7}$
300	$6{,}1 \cdot 10^{-5}$	$6.7 \cdot 10^{-6}$	$4.89 \cdot 10^{-7}$	300	$6.2 \cdot 10^{-5}$	$6{,}9 \cdot 10^{-6}$	$5{,}1 \cdot 10^{-7}$
400	$6{,}1 \cdot 10^{-5}$	$6{,}7 \cdot 10^{-6}$	$4{,}89 \cdot 10^{-7}$	400	$6{,}3 \cdot 10^{-5}$	$6{,}9 \cdot 10^{-6}$	$5{,}1 \cdot 10^{-7}$

Tab. XVII a. **Elektronen-Emission der CaO-Elektrode im Wasserstoff.** Temp. 900° C.

Druck:	$5 \cdot 10^{-2}$ mm	$1 \cdot 10^{-1}$ mm	$1{,}5 \cdot 10^{-1}$ mm	$2{,}3 \cdot 10^{-1}$ mm	$3 \cdot 10^{-1}$ mm	$3{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	$5 \cdot 10^{-1}$ mm
2 Volt	$2{,}45 \cdot 10^{-7}$	$2{,}04 \cdot 10^{-7}$	$1{,}80 \cdot 10^{-7}$	$1{,}49 \cdot 10^{-7}$	$1{,}33 \cdot 10^{-7}$	$1{,}24 \cdot 10^{-7}$	$1{,}12 \cdot 10^{-7}$
4 Volt	$3{,}01 \cdot 10^{-7}$	$2{,}61 \cdot 10^{-7}$	$2{,}28 \cdot 10^{-7}$	$2{,}04 \cdot 10^{-7}$	$1{,}79 \cdot 10^{-7}$	$1{,}62 \cdot 10^{-7}$	$1{,}51 \cdot 10^{-7}$
8 Volt	$3{,}62 \cdot 10^{-7}$	$3{,}20 \cdot 10^{-7}$	$2{,}96 \cdot 10^{-7}$	$2{,}70 \cdot 10^{-7}$	$2{,}51 \cdot 10^{-7}$	$2{,}35 \cdot 10^{-7}$	$2{,}23 \cdot 10^{-7}$
12 Volt	$4{,}69 \cdot 10^{-7}$	$4{,}74 \cdot 10^{-7}$	$4{,}75 \cdot 10^{-7}$	$4{,}70 \cdot 10^{-7}$	$4{,}62 \cdot 10^{-7}$	$4{,}49 \cdot 10^{-7}$	$4{,}22 \cdot 10^{-7}$
16 Volt	$5{,}02 \cdot 10^{-7}$	$5{.}20 \cdot 10^{-7}$	$5{,}41 \cdot 10^{-7}$	$5{,}40 \cdot 10^{-7}$	$5{,}38 \cdot 10^{-7}$	$5{,}29 \cdot 10^{-7}$	$5{,}13 \cdot 10^{-7}$
20 Volt	$5{,}30 \cdot 10^{-7}$	$5{,}70 \cdot 10^{-7}$	$5{,}99 \cdot 10^{-7}$	$6{,}30 \cdot 10^{-7}$	$6{,}33 \cdot 10^{-7}$	$6{.}28 \cdot 10^{-7}$	$6{,}00 \cdot 10^{-7}$
24 Volt	$5{,}72 \cdot 10^{-7}$	$6{,}11 \cdot 10^{-7}$	$6{,}53 \cdot 10^{-7}$	$6{,}97 \cdot 10^{-7}$	$7{,}10 \cdot 10^{-7}$	$7{,}15 \cdot 10^{-7}$	$7{,}02 \cdot 10^{-7}$
30 Volt	$6{,}03 \cdot 10^{-7}$	$6{,}51 \cdot 10^{-7}$	$7{,}17 \cdot 10^{-7}$	$7{,}96 \cdot 10^{-7}$	$8{,}52 \cdot 10^{-7}$	$8{,}75 \cdot 10^{-7}$	$8{,}81 \cdot 10^{-7}$
36 Volt	$6{,}17 \cdot 10^{-7}$	$6{,}90 \cdot 10^{-7}$	$7{,}76 \cdot 10^{-7}$	$8{,}94 \cdot 10^{-7}$	$9{,}72 \cdot 10^{-7}$	$10{,}53 \cdot 10^{-7}$	$10{,}93 \cdot 10^{-7}$
50 Volt	$6{,}52 \cdot 10^{-7}$	$7{,}32 \cdot 10^{-7}$	$8{,}53 \cdot 10^{-7}$	$10{,}62 \cdot 10^{-7}$	$12{,}30 \cdot 10^{-7}$	$14{,}13 \cdot 10^{-7}$	$15{,}90 \cdot 10^{-7}$
75 Volt	$6{,}81 \cdot 10^{-7}$	$8{,}22 \cdot 10^{-7}$	$9{,}94 \cdot 10^{-7}$	$13{,}32 \cdot 10^{-7}$	$16{,}50 \cdot 10^{-7}$	$21{,}14 \cdot 10^{-7}$	
100 Volt	$6{,}96 \cdot 10^{-7}$	$8{,}86 \cdot 10^{-7}$	$11{,}19 \cdot 10^{-7}$	$15{,}34 \cdot 10^{-7}$			
200 Volt	$7{,}13 \cdot 10^{-7}$	$9{,}34 \cdot 10^{-7}$					

Tab. XVII a. **Elektronen-Emission der CaO-Elektrode im Wasserstoff.** Temp. [illegible]

Fortsetzung.

Druck	$5{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	$7 \cdot 10^{-1}$ mm	$7{,}8 \cdot 10^{-1}$ mm	$8{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	1 mm	1,15 mm	1,30 mm
2 Volt	$1{,}04 \cdot 10^{-7}$	$1{,}02 \cdot 10^{-7}$	$0{,}99 \cdot 10^{-7}$	$0{,}90 \cdot 10^{-7}$	$0{,}85 \cdot 10^{-7}$	$0{,}79 \cdot 10^{-7}$	$0{,}72 \cdot 10^{-7}$
4 Volt	$1{,}42 \cdot 10^{-7}$	$1{,}30 \cdot 10^{-7}$	$1{,}22 \cdot 10^{-7}$	$1{,}13 \cdot 10^{-7}$	$1{,}06 \cdot 10^{-7}$	$0{,}95 \cdot 10^{-7}$	$0{,}86 \cdot 10^{-7}$
8 Volt	$2{,}17 \cdot 10^{-7}$	$2{,}06 \cdot 10^{-7}$	$1{,}99 \cdot 10^{-7}$	$1{,}87 \cdot 10^{-7}$	$1{,}81 \cdot 10^{-7}$	$1{,}72 \cdot 10^{-7}$	$1{,}68 \cdot 10^{-7}$
12 Volt	$4{,}02 \cdot 10^{-7}$	$3{,}81 \cdot 10^{-7}$	$3{,}65 \cdot 10^{-7}$	$3{,}53 \cdot 10^{-7}$	$3{,}46 \cdot 10^{-7}$	$3{,}35 \cdot 10^{-7}$	$3{,}32 \cdot 10^{-7}$
16 Volt	$5{,}03 \cdot 10^{-7}$	$4{,}80 \cdot 10^{-7}$	$4{,}71 \cdot 10^{-7}$	$4{,}44 \cdot 10^{-7}$	$4{,}32 \cdot 10^{-7}$	$4{,}22 \cdot 10^{-7}$	$4{,}13 \cdot 10^{-7}$
20 Volt	$5{,}84 \cdot 10^{-7}$	$5{,}49 \cdot 10^{-7}$	$5{,}30 \cdot 10^{-7}$	$5{,}12 \cdot 10^{-7}$	$5{,}03 \cdot 10^{-7}$	$4{,}97 \cdot 10^{-7}$	$4{,}85 \cdot 10^{-7}$
24 Volt	$6{,}89 \cdot 10^{-7}$	$6{,}55 \cdot 10^{-7}$	$6{,}41 \cdot 10^{-7}$	$6{,}12 \cdot 10^{-7}$	$6{,}00 \cdot 10^{-7}$	$5{,}82 \cdot 10^{-7}$	$5{,}60 \cdot 10^{-7}$
30 Volt	$8{,}76 \cdot 10^{-7}$	$8{,}48 \cdot 10^{-7}$	$8{,}30 \cdot 10^{-7}$	$7{,}98 \cdot 10^{-7}$	$7{,}61 \cdot 10^{-7}$	$7{,}23 \cdot 10^{-7}$	$6{,}81 \cdot 10^{-7}$
36 Volt	$10{,}91 \cdot 10^{-7}$	$10{,}80 \cdot 10^{-7}$	$10{,}68 \cdot 10^{-7}$	$10{,}26 \cdot 10^{-7}$	$9{,}83 \cdot 10^{-7}$	$9{,}18 \cdot 10^{-7}$	$8{,}69 \cdot 10^{-7}$
50 Volt	$16{,}92 \cdot 10^{-7}$	$17{,}52 \cdot 10^{-7}$	$17{,}78 \cdot 10^{-7}$	$17{,}54 \cdot 10^{-7}$	$17{,}23 \cdot 10^{-7}$	$16{,}40 \cdot 10^{-7}$	$15{,}64 \cdot 10^{-7}$
75 Volt							
100 Volt							
200 Volt							

daher bei diesen Messungen neben der absoluten Temperaturbestimmung durch das als Pyrometer geeichte Millivoltmeter die relative Wiederherstellung der Temperaturen bei den verschiedenen Drucken durch ein Spiegelgalvanometer kontrolliert. In Tabelle 16 A sind zunächst die Vakuumwerte der Emission verzeichnet. Die Stromspannungscharakteristik bei 1100° C. zeigt im Gegensatz zu der in dem zuerst verwendeten Versuchsrohr aufgenommen eine kleine Veränderung. Es zeigen nämlich die Stromwerte bei nicht ganz so niedrigen Potentialen die starke Sättigungscharakteristik, bei denen sie sonst gewöhnlich beobachtet worden war. Dennoch wurde zur Zeit dieser Meßreihe dieser kleinen Variation des Kurvenbildes keine weitere Bedeutung beigelegt, obwohl, wie aber erst im weiteren Verlauf der Untersuchung zur Erkenntnis kam, in ihr bereits die Ansätze zu erblicken sind für die später bei der Raumladungserscheinung auftretende völlige Umwandlung dieser Charakteristik. Wie eine nachträgliche Berechnung der Konstanten der Richardsonschen Gleichung zeigte, war auch tatsächlich ein Vakuum erreicht, dessen Reinheitsgrad bereits oberhalb dessen lag, bei dem sonst diese Konstanten für die CaO-Elektrode gemessen worden waren. Nach Einleitung des Wasserstoffs wurden dann die in den Tabellen 17 a—c verzeichneten veränderten Vakuumeffekte bei den verschiedenen Temperaturen und unter den verschiedenen Wasserstoffdrucken gemessen. In den Tabellen 18 a—c sind diesen beobachteten Stromwerten die nach der von Partzsch verbesserten Townsendschen Gleichung:

$$i = i_o e^{a\left(1 - \frac{\psi}{V}\right) pNe^{-\frac{N\ \psi\ pa}{V}}}$$

berechneten gegenübergestellt. Der Elektrodenabstand betrug bei dieser Meßreihe 1,088 cm. Für die Ionisationsspannung wurde wieder der allgemein bestätigte Wert von 11 Volt gesetzt. Für die Größe N, auf die noch näher einzugehen sein wird, genügte es den von Partzsch benützten Mittelwert 5,5 für Wasserstoff anzunehmen, da ja überhaupt eine vollkommene Invarianz dieser Größe gegen Spannungs- und Druckveränderungen aus verschiedenen theoretischen Gründen ausgeschlossen erscheint. Ferner waren aber auch trotz des kleinen in Frage kommenden Druck- und Spannungsintervalls nach den Untersuchungen von Franck und Hertz Abweichungen von ganz anderer Größenordnung zu erwarten. In den Kurventafeln 5 a—c ist zu ersehen, innerhalb welchen Druckintervalls eine befriedigende Übereinstimmung der berechneten Größen mit den beobachteten Stromwerten besteht. Wie von vornherein zu betonen ist, stehen diese Abweichungen in keinem Zusammenhang mit einer etwaigen Veränderung des Vakuumeffekts der Wehnelt-Elektrode. Wie aus Tabelle 16 B hervorgeht, wurde dieser vielmehr vollkommen unverändert nach Wiederherstellung des Vakuums beobachtet, da das Auftreten leuchtender Entladungen bei den Messungen im Wasserstoff vermieden worden war, sodaß eine mechanische Zerstörung jedenfalls nicht eintreten konnte. Daß es möglich ist, durch das Aufprallen der positiven Ionen auf die Kathode die Oxydschicht allmählich zu zerstören, ist selbstverständlich, doch ist dazu eine Belastung von vielen Stunden nötig, sodaß schon dieser Umstand es unmöglich erscheinen läßt, eine chemische Reaktion zwischen dem CaO und dem Wasserstoff anzunehmen, ganz besonders aber wenn man in dieser Reaktion, nämlich der Reduktion des CaO und der Oxydation des Wasserstoffs, die Ursache erblickt einer Elektronenemission von einer

Tab. XVII b. **Elektronen-Emission der CaO-Elektrode im Wasserstoff.** Temp. 1000° C.

Druck	$5 \cdot 10^{-2}$ mm	$1 \cdot 10^{-1}$ mm	$1{,}5 \cdot 10^{-1}$ mm	$2{,}3 \cdot 10^{-1}$ mm	$3 \cdot 10^{-1}$ mm	$3{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	$5 \cdot 10^{-1}$ mm
2 Volt	$3{,}32 \cdot 10^{-6}$	$2{,}91 \cdot 10^{-6}$	$2{,}63 \cdot 10^{-6}$	$2{,}34 \cdot 10^{-6}$	$2{,}22 \cdot 10^{-6}$	$2{,}16 \cdot 10^{-6}$	$2{,}05 \cdot 10^{-6}$
4 Volt	$3{,}60 \cdot 10^{-6}$	$3{,}29 \cdot 10^{-6}$	$3{,}10 \cdot 10^{-6}$	$2{,}88 \cdot 10^{-6}$	$2{,}73 \cdot 10^{-6}$	$2{,}65 \cdot 10^{-6}$	$2{,}61 \cdot 10^{-6}$
8 Volt	$4{,}49 \cdot 10^{-6}$	$4{,}24 \cdot 10^{-6}$	$4{,}06 \cdot 10^{-6}$	$3{,}88 \cdot 10^{-6}$	$3{,}80 \cdot 10^{-6}$	$3{,}71 \cdot 10^{-6}$	$3{,}62 \cdot 10^{-6}$
12 Volt	$6{,}00 \cdot 10^{-6}$	$6{,}02 \cdot 10^{-6}$	$6{,}05 \cdot 10^{-6}$	$6{,}05 \cdot 10^{-6}$	$5{,}95 \cdot 10^{-6}$	$5{,}90 \cdot 10^{-6}$	$5{,}80 \cdot 10^{-6}$
16 Volt	$6{,}80 \cdot 10^{-6}$	$7{,}15 \cdot 10^{-6}$	$7{,}35 \cdot 10^{-6}$	$7{,}45 \cdot 10^{-6}$	$7{,}40 \cdot 10^{-6}$	$7{,}35 \cdot 10^{-6}$	$7{,}05 \cdot 10^{-6}$
20 Volt	$7{,}25 \cdot 10^{-6}$	$7{,}90 \cdot 10^{-6}$	$8{,}25 \cdot 10^{-6}$	$8{,}60 \cdot 10^{-6}$	$8{,}72 \cdot 10^{-6}$	$8{,}75 \cdot 10^{-6}$	$8{,}50 \cdot 10^{-6}$
24 Volt	$7{,}59 \cdot 10^{-6}$	$8{,}32 \cdot 10^{-6}$	$8{,}90 \cdot 10^{-6}$	$9{,}57 \cdot 10^{-6}$	$9{,}89 \cdot 10^{-6}$	$9{,}95 \cdot 10^{-6}$	$9{,}90 \cdot 10^{-6}$
30 Volt	$7{,}92 \cdot 10^{-6}$	$8{,}90 \cdot 10^{-6}$	$9{,}85 \cdot 10^{-6}$	$11{,}05 \cdot 10^{-6}$	$11{,}73 \cdot 10^{-6}$	$12{,}15 \cdot 10^{-6}$	$12{,}35 \cdot 10^{-6}$
36 Volt	$8{,}25 \cdot 10^{-6}$	$9{,}64 \cdot 10^{-6}$	$10{,}82 \cdot 10^{-6}$	$12{,}45 \cdot 10^{-6}$	$13{,}60 \cdot 10^{-6}$	$14{,}63 \cdot 10^{-6}$	$15{,}21 \cdot 10^{-6}$
50 Volt	$8{,}50 \cdot 10^{-6}$	$10{,}36 \cdot 10^{-6}$	$12{,}32 \cdot 10^{-6}$	$15{,}00 \cdot 10^{-6}$	$17{,}34 \cdot 10^{-6}$	$20{,}00 \cdot 10^{-6}$	$22{,}32 \cdot 10^{-6}$
75 Volt	$8{,}83 \cdot 10^{-6}$	$11{,}05 \cdot 10^{-6}$	$13{,}46 \cdot 10^{-6}$	$18{,}11 \cdot 10^{-6}$	$23{,}08 \cdot 10^{-6}$		
100 Volt	$9{,}03 \cdot 10^{-6}$	$11{,}62 \cdot 10^{-6}$	$14{,}78 \cdot 10^{-6}$				
200 Volt	$9{,}54 \cdot 10^{-6}$	$12{,}21 \cdot 10^{-6}$					

Tab. XVII b. **Elektronen-Emission der CaO-Elektrode im Wasserstoff.** Temp. 1000° C.

Fortsetzung.

Druck	$5{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	$7 \cdot 10^{-1}$ mm	$7{,}8 \cdot 10^{-1}$ mm	$8{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	1 mm	1,15 mm	1,3 mm
2 Volt	$2{,}03 \cdot 10^{-6}$	$2{,}10 \cdot 10^{-6}$	$2{,}10 \cdot 10^{-6}$	$1{,}99 \cdot 10^{-6}$	$1{,}94 \cdot 10^{-6}$	$1{,}91 \cdot 10^{-6}$	$1{,}87 \cdot 10^{-6}$
4 Volt	$2{,}57 \cdot 10^{-6}$	$2{,}50 \cdot 10^{-6}$	$2{,}49 \cdot 10^{-6}$	$2{,}40 \cdot 10^{-6}$	$2{,}38 \cdot 10^{-6}$	$2{,}31 \cdot 10^{-6}$	$2{,}30 \cdot 10^{-6}$
8 Volt	$3{,}60 \cdot 10^{-6}$	$3{,}48 \cdot 10^{-6}$	$3{,}41 \cdot 10^{-6}$	$3{,}36 \cdot 10^{-6}$	$3{,}35 \cdot 10^{-6}$	$3{,}30 \cdot 10^{-6}$	$3{,}26 \cdot 10^{-6}$
12 Volt	$5{,}65 \cdot 10^{-6}$	$5{,}45 \cdot 10^{-6}$	$5{,}40 \cdot 10^{-6}$	$5{,}34 \cdot 10^{-6}$	$5{,}26 \cdot 10^{-6}$	$5{,}10 \cdot 10^{-6}$	$5{,}00 \cdot 10^{-6}$
16 Volt	$6{,}90 \cdot 10^{-6}$	$6{,}72 \cdot 10^{-6}$	$6{,}53 \cdot 10^{-6}$	$6{,}42 \cdot 10^{-6}$	$6{,}30 \cdot 10^{-6}$	$6{,}24 \cdot 10^{-6}$	$6{,}21 \cdot 10^{-6}$
20 Volt	$8{,}32 \cdot 10^{-6}$	$8{,}00 \cdot 10^{-6}$	$7{,}75 \cdot 10^{-6}$	$7{,}50 \cdot 10^{-6}$	$7{,}34 \cdot 10^{-6}$	$7{,}10 \cdot 10^{-6}$	$7{,}03 \cdot 10^{-6}$
24 Volt	$9{,}71 \cdot 10^{-6}$	$9{,}35 \cdot 10^{-6}$	$9{,}11 \cdot 10^{-6}$	$8{,}70 \cdot 10^{-6}$	$8{,}47 \cdot 10^{-6}$	$8{,}12 \cdot 10^{-6}$	$8{,}07 \cdot 10^{-6}$
30 Volt	$12{,}23 \cdot 10^{-6}$	$11{,}82 \cdot 10^{-6}$	$11{,}40 \cdot 10^{-6}$	$10{,}93 \cdot 10^{-6}$	$10{,}60 \cdot 10^{-6}$	$9{,}95 \cdot 10^{-6}$	$9{,}61 \cdot 10^{-6}$
36 Volt	$15{,}29 \cdot 10^{-6}$	$15{,}00 \cdot 10^{-6}$	$14{,}66 \cdot 10^{-6}$	$14{,}12 \cdot 10^{-6}$	$13{,}51 \cdot 10^{-6}$	$12{,}90 \cdot 10^{-6}$	$12{,}34 \cdot 10^{-6}$
50 Volt	$23{,}60 \cdot 10^{-6}$	$24{,}31 \cdot 10^{-6}$	$24{,}45 \cdot 10^{-6}$	$24{,}22 \cdot 10^{-6}$	$23{,}73 \cdot 10^{-6}$	$22{,}82 \cdot 10^{-6}$	$22{,}02 \cdot 10^{-6}$
75 Volt							
100 Volt							
200 Volt							

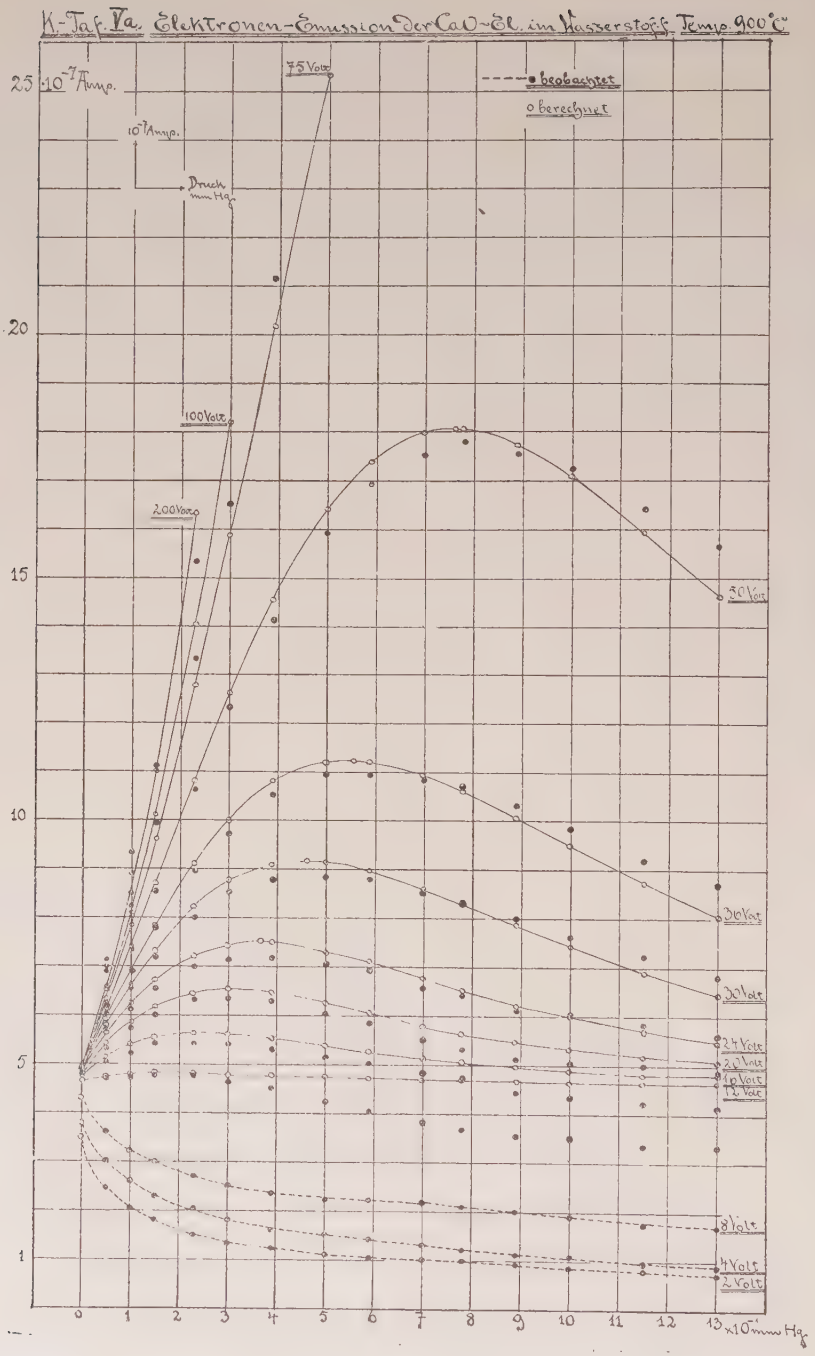
Tab. XVII c **Elektronen-Emission der CaO-Elektrode im Wasserstoff.** Temp. 1100 ° C.

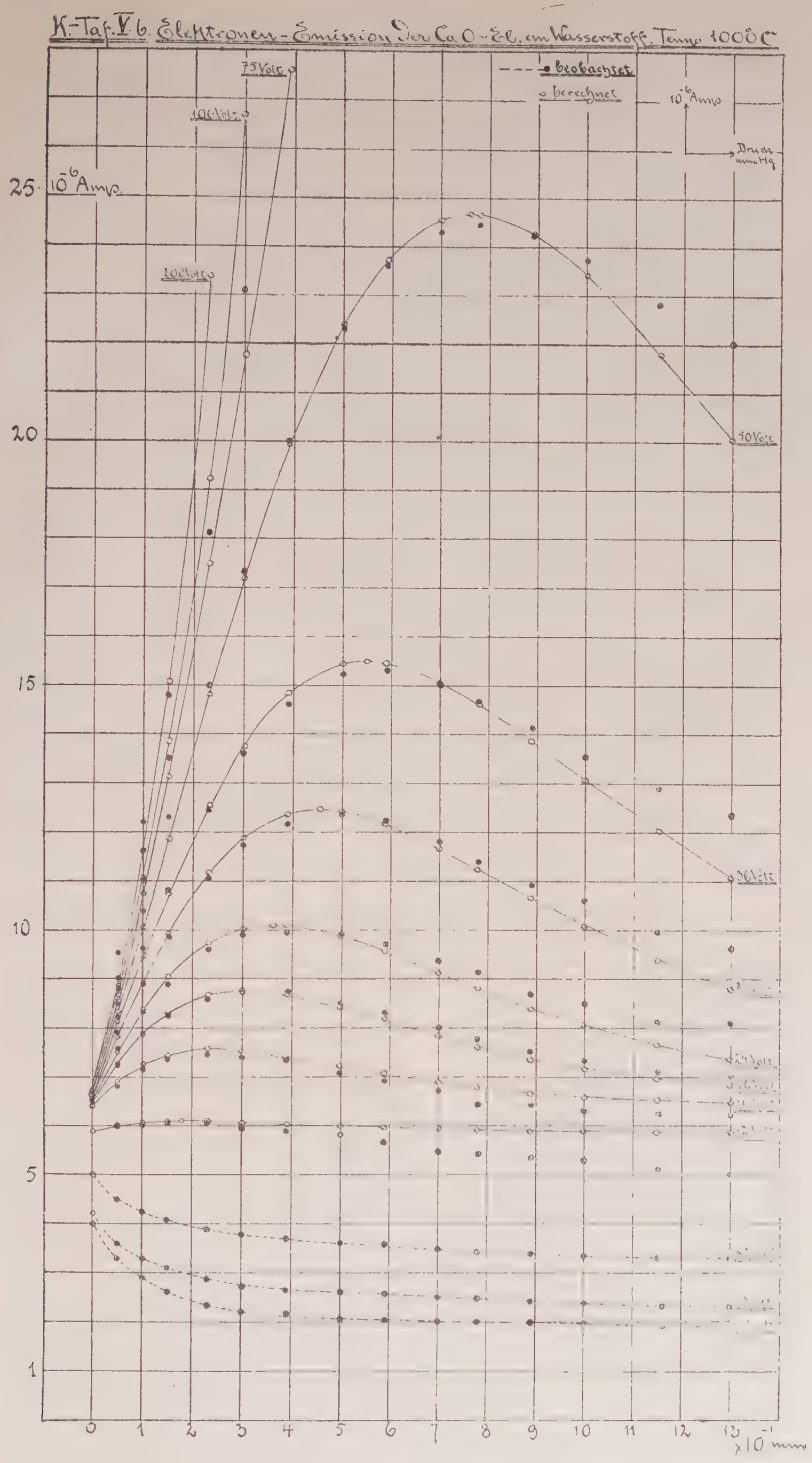
Druck:	$5 \cdot 10^{-2}$ mm	$1 \cdot 10^{-1}$ mm	$1{,}5 \cdot 10^{-1}$ mm	$2{,}3 \cdot 10^{-1}$ mm	$3 \cdot 10^{-1}$ mm	$3{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	$5 \cdot 10^{-1}$ mm
2 Volt	$0{,}70 \cdot 10^{-5}$	$0{,}60 \cdot 10^{-5}$	$0{,}55 \cdot 10^{-5}$	$0{,}55 \cdot 10^{-5}$	$0{,}50 \cdot 10^{-5}$	$0{,}50 \cdot 10^{-5}$	$0{,}50 \cdot 10^{-5}$
4 Volt	$0{,}90 \cdot 10^{-5}$	$0{,}85 \cdot 10^{-5}$	$0{,}80 \cdot 10^{-5}$	$0{,}80 \cdot 10^{-5}$	$0{,}73 \cdot 10^{-5}$	$0{,}75 \cdot 10^{-5}$	$0{,}73 \cdot 10^{-5}$
8 Volt	$1{,}19 \cdot 10^{-5}$	$1{,}10 \cdot 10^{-5}$	$1{,}06 \cdot 10^{-5}$	$1{,}03 \cdot 10^{-5}$	$1{,}00 \cdot 10^{-5}$	$0{,}97 \cdot 10^{-5}$	$0{,}95 \cdot 10^{-5}$
12 Volt	$2{,}25 \cdot 10^{-5}$	$2{,}27 \cdot 10^{-5}$	$2{,}27 \cdot 10^{-5}$	$2{,}23 \cdot 10^{-5}$	$2{,}20 \cdot 10^{-5}$	$2{,}20 \cdot 10^{-5}$	$2{,}10 \cdot 10^{-5}$
16 Volt	$3{,}46 \cdot 10^{-5}$	$3{,}67 \cdot 10^{-5}$	$3{,}75 \cdot 10^{-5}$	$3{,}80 \cdot 10^{-5}$	$3{,}75 \cdot 10^{-5}$	$3{,}70 \cdot 10^{-5}$	$3{,}59 \cdot 10^{-5}$
20 Volt	$4{,}80 \cdot 10^{-5}$	$5{,}15 \cdot 10^{-5}$	$5{,}30 \cdot 10^{-5}$	$5{,}50 \cdot 10^{-5}$	$5{,}55 \cdot 10^{-5}$	$5{,}50 \cdot 10^{-5}$	$5{,}35 \cdot 10^{-5}$
24 Volt	$6{,}00 \cdot 10^{-5}$	$6{,}60 \cdot 10^{-5}$	$7{,}00 \cdot 10^{-5}$	$7{,}35 \cdot 10^{-5}$	$7{,}55 \cdot 10^{-5}$	$7{,}60 \cdot 10^{-5}$	$7{,}50 \cdot 10^{-5}$
30 Volt	$7{,}00 \cdot 10^{-5}$	$8{,}10 \cdot 10^{-5}$	$8{,}90 \cdot 10^{-5}$	$9{,}70 \cdot 10^{-5}$	$10{,}35 \cdot 10^{-5}$	$10{,}75 \cdot 10^{-5}$	$10{,}80 \cdot 10^{-5}$
35 Volt	$7{,}30 \cdot 10^{-5}$	$8{,}55 \cdot 10^{-5}$	$9{,}75 \cdot 10^{-5}$	$11{,}20 \cdot 10^{-5}$	$12{,}35 \cdot 10^{-5}$	$13{,}50 \cdot 10^{-5}$	$13{,}70 \cdot 10^{-5}$
50 Volt	$7{,}90 \cdot 10^{-5}$	$9{,}30 \cdot 10^{-5}$	$11{,}10 \cdot 10^{-5}$	$13{,}45 \cdot 10^{-5}$	$15{,}85 \cdot 10^{-5}$	$18{,}10 \cdot 10^{-5}$	$18{,}35 \cdot 10^{-5}$
75 Volt	$8{,}10 \cdot 10^{-5}$	$10{,}0 \cdot 10^{-5}$	$12{,}95 \cdot 10^{-5}$				
100 Volt	$8{,}50 \cdot 10^{-5}$	$10{,}95 \cdot 10^{-5}$					
200 Volt	$8{,}90 \cdot 10^{-5}$						

Tab. XVII c. **Elektronen-Emission der CaO-Elektrode im Wasserstoff.** Temp. 1100° C.

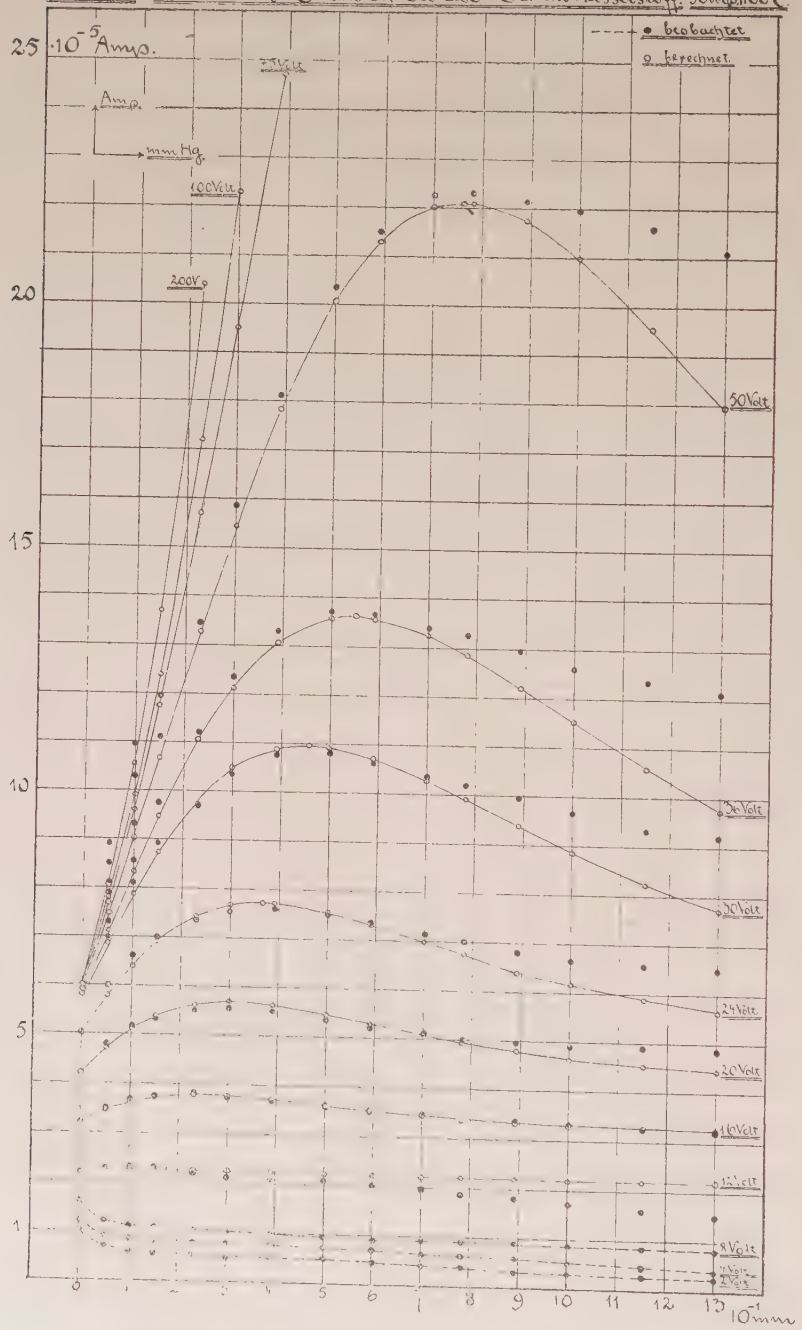
Fortsetzung.

Druck	$5{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	$7 \cdot 10^{-1}$ mm	$7{,}8 \cdot 10^{-1}$ mm	$8{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	1 mm	1,15 mm	1,30 mm
2 Volt	$0{,}45 \cdot 10^{-5}$	$0{,}40 \cdot 10^{-5}$	$0{,}36 \cdot 10^{-5}$	$0{,}31 \cdot 10^{-5}$	$0{,}28 \cdot 10^{-5}$	$0{,}26 \cdot 10^{-5}$	$0{,}24 \cdot 10^{-5}$
4 Volt	$0{,}70 \cdot 10^{-5}$	$0{,}63 \cdot 10^{-5}$	$0{,}60 \cdot 10^{-5}$	$0{,}59 \cdot 10^{-5}$	$0{,}50 \cdot 10^{-5}$	$0{,}43 \cdot 10^{-5}$	$0{,}40 \cdot 10^{-5}$
8 Volt	$0{,}92 \cdot 10^{-5}$	$0{,}90 \cdot 10^{-6}$	$0{,}90 \cdot 10^{-5}$	$0{,}88 \cdot 10^{-5}$	$0{,}86 \cdot 10^{-5}$	$0{,}83 \cdot 10^{-5}$	$0{,}82 \cdot 10^{-5}$
12 Volt	$2{,}00 \cdot 10^{-5}$	$1{,}95 \cdot 10^{-5}$	$1{,}85 \cdot 10^{-5}$	$1{,}80 \cdot 10^{-5}$	$1{,}70 \cdot 10^{-5}$	$1{,}60 \cdot 10^{-5}$	$1{,}50 \cdot 10^{-5}$
16 Volt	$3{,}50 \cdot 10^{-5}$	$3{,}47 \cdot 10^{-5}$	$3{,}38 \cdot 10^{-5}$	$3{,}33 \cdot 10^{-5}$	$3{,}27 \cdot 10^{-5}$	$3{,}22 \cdot 10^{-5}$	$3{,}19 \cdot 10^{-5}$
20 Volt	$5{,}2 \cdot 10^{-5}$	$5{,}10 \cdot 10^{-5}$	$5{,}00 \cdot 10^{-5}$	$4{,}95 \cdot 10^{-5}$	$4{,}90 \cdot 10^{-5}$	$4{,}90 \cdot 10^{-5}$	$4{,}85 \cdot 10^{-5}$
24 Volt	$7{,}35 \cdot 10^{-5}$	$7{,}15 \cdot 10^{-5}$	$7{,}00 \cdot 10^{-5}$	$6{,}80 \cdot 10^{-5}$	$6{,}65 \cdot 10^{-5}$	$6{,}55 \cdot 10^{-5}$	$6{,}50 \cdot 10^{-5}$
30 Volt	$10{,}60 \cdot 10^{-5}$	$10{,}35 \cdot 10^{-5}$	$10{,}20 \cdot 10^{-5}$	$9{,}95 \cdot 10^{-5}$	$9{,}65 \cdot 10^{-5}$	$9{,}30 \cdot 10^{-5}$	$9{,}20 \cdot 10^{-5}$
36 Volt	$13{,}65 \cdot 10^{-5}$	$13{,}40 \cdot 10^{-5}$	$13{,}25 \cdot 10^{-5}$	$12{,}95 \cdot 10^{-5}$	$12{,}60 \cdot 10^{-5}$	$12{,}35 \cdot 10^{-5}$	$12{,}10 \cdot 10^{-5}$
50 Volt	$21{,}50 \cdot 10^{-5}$	$22{,}25 \cdot 10^{-5}$	$22{,}30 \cdot 10^{-5}$	$22{,}15 \cdot 10^{-5}$	$21{,}95 \cdot 10^{-5}$	$21{,}60 \cdot 10^{-5}$	$21{,}10 \cdot 10^{-5}$
75 Volt							
100 Volt							
200 Volt							


K-Taf. Va. Elektronen-Emission der CaO-El. im Wasserstoff. Temp. 900° C
25
20
15
10
5
1
10^{-7} Amp.
75 Volt
10^{-7} Amp.
Druck mm Hg
beobachtet
berechnet
100 Volt
200 Volt
50 Volt
30 Volt
24 Volt
20 Volt
16 Volt
12 Volt
8 Volt
4 Volt
2 Volt
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 x10⁻⁴ mm Hg


K-Taf. V 6. Elektronen-Emission der Ca O-El. in Wasserstoff Temp. 1000° C
beobachtet
berechnet
10^{-6} Amp
Druck mm Hg
75 Volt
100 Volt
100 Volt
70 Volt
25
20
15
10
5
1
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13
$\times 10^{-1}$ mm

Tab. V c Elektronen-Emission der CaO-El. im Wasserstoff. Temp. 1100°C



Stärke, wie sie Fredenhagen bei der Voruntersuchung dadurch veranlaßt zu sehen glaubte. Nach Abschätzung des dazu nötigen Verbrauchs der Reagentien hätte innerhalb weniger Minuten die dünne CaO-Schicht aufgezehrt sein müssen. Statt dessen wurde aber auch von Fredenhagen eine außerordentliche Konstanz der Emission beobachtet und für die Praxis empfohlen, die Wehnelt-Elektrode in einer Wasserstoffatmosphäre zu verwenden, wenn man eine Oxyd-Elektrode von großer Wirksamkeit und langer Lebensdauer haben will. Für das Verhalten der CaO-Elektrode im Wasserstoff folgt zunächst aus dem endgiltigen Nachweis, der in Bezug auf die Annahme chemischer Reaktionen bestehenden relativen großen Konstanz der Wirksamkeit, daß sich das emittierende CaO gegen ionisierten Wasserstoff indifferent verhält. Als weitere Bestätigung dieses Resultates muß aber auch eine nähere Untersuchung der Gesetzmäßigkeit herangezogen werden, der die durch Stoßionisation verursachte Vergrößerung der Stromwerte in Abhängigkeit von Druck und Spannung folgt. Bevor nun auf die Abweichungen, die sich infolge der Unzulänglichkeit der Theorie, wie erwartet, regelmäßig bei höheren Drucken einstellen, näher eingegangen werden soll, muß doch darauf hingewiesen werden, daß die Annäherung der berechneten und beobachteten Stromwerte unverkennbar und die Anwendbarkeit der Townsendschen Gleichung wohl von neuem bestätigt ist. Ebenso zeigt sich auch die Annahme der Ionisationsspannung des Wasserstoffs zu 11 Volt durch diese indirekte Nachprüfung als zutreffend. Wie erwähnt, war dieser Wert von mehreren Forschern durch direkte Messungen übereinstimmend festgelegt worden. Bei den Spannungen unterhalb 11 Volt tritt mit steigendem Druck eine zunehmende Herabsetzung der Stromwerte ein. Dieses Resultat ist in-

zwischen von W. Schottky[1]) mit einer Wolfram-Elektrode bestätigt worden. Ziemlich verwickelt ist nun aber eine Deutung der auftretenden Abweichungen, da hier mehrere in ihrer Wirkung sehr verschiedene Einzelfaktoren zu berücksichtigen sind. Nach den Untersuchungen von Franck und Hertz[2]) über die Zusammenstöße zwischen Gasmolekülen und langsamen Elektronen erscheint zunächst die von Townsend aufgestellte Grundannahme unelastischer Zusammenstöße zwischen Elektron und Gasmolekül bei Wasserstoff nicht völlig zutreffend, wenn auch, wie schon hier hervorgehoben sei, die Kinetik der Stoßionisation in diesem Gase der Townsendschen Theorie bedeutend näher steht, wie das Verhalten des später untersuchten von elektronegativen Gasen fast völlig freien Stickstoffs, bei dem tatsächlich infolge der vollkommen elastischen Zusammenstöße bei dieser Versuchsmethode überhaupt der Begriff einer Ionisationsspannung nicht existiert, das Elektron vielmehr bei jeder Spannung nach Durchlaufen mehrerer Weglängen die zur Ionisation nötige Energie gewinnt. Der Wasserstoff nimmt also eine mittlere Stellung ein zwischen dem vollkommen elektronegativen Sauerstoff, bei dem, wie schon gezeigt, sofort eine Anlagerung des Elektrons eintritt, und dem ausgesprochen indifferenten Stickstoff, der nach Franck und Hertz in Bezug auf Ionenbeweglichkeit und Elektronenaffinität den Edelgasen sehr nahe steht. Im gleichen Sinne wie dieses Verhalten des Wasserstoffs, das vor allem bei höheren Drucken zu Abweichungen der Stromwerte führt, die oberhalb der berechneten liegen, muß auch die Stärke des übergehenden Stroms, in dieser Hinsicht also die Temperatur der Kathode wirken.

---

[1]) Schottky, Phys. Zeitschr. 15. 656. 1914.
[2]) Franck u. Hertz, loc. cit.

Es ist dies auch schon von Franck und Hertz bei der Bestimmung der Ionisationsspannung beobachtet worden. Von ihnen wurde daher die Annahme gemacht, daß bei sehr starker Elektronenemission sich um die Kathode eine Anreicherung von Elektronen ausbildet, sodaß auf diese Weise zwischen der Grenze dieser Elektronenschicht und der Anode eine Potentialdifferenz auftreten kann, die die angelegte Spannung um mehrere Volt übertrifft. Auch bei den vorliegenden Diagrammen zeigt sich, daß die Überschreitung der berechneten Stromwerte mit der Temperatur zunimmt. Die annähernde Proportionalität der Abweichungen zu dem Gasdruck aber erscheint wohl lediglich durch die Annahme nicht völlig unelastischer Zusammenstöße, also nicht vollkommener Energievernichtung des Elektrons nach erfolgter Stoßionisation begründet. Eine schwierige Frage ist ferner die Festlegung der mittleren freien Weglänge der Elektronen. Nach der theoretischen Berechnung von Maxwell ist die mittlere freie Weglänge verschwindend kleiner schnell bewegter Körper $4 \cdot \sqrt{2}$ so groß, als die der Gasmoleküle. Durch die experimentellen Untersuchungen von Partzsch und Lenard hat sich aber ergeben, daß die freie Weglänge eines Ions rund elfmal so groß ist wie die freie Weglänge eines Moleküls, d. h. aber rund zweimal so groß wie die eines verschwindend kleinen schnell bewegten Körpers. Es ist selbstverständlich, daß diese Größe lediglich ein Mittelwert sein kann zwischen den verschiedenen Beträgen, die innerhalb eines gewissen Druck- und Spannungsintervalls sich einstellen. Schon Lenard hat darauf hingewiesen, daß die freie Weglänge mit der Geschwindigkeit der Quanten zunimmt, sodaß also infolge der Veränderung der Weglänge bei kleinen Spannungen größere und bei großen Spannungen kleinere Stromwerte beobachtet.

werden. Dieser Abhängigkeit der Ionisationswirkung von der Spannung wirkt der Einfluß des Gasdruckes entgegen. Bei höheren Drucken werden die beobachteten Ströme größer, bei niedrigeren Drucken aber kleiner sein wie die berechneten. Bei den vorliegenden Messungen, bei denen nur verhältnismäßig kleine Strahlgeschwindigkeiten in Frage kommen, wird der Einfluß des Druckes überwiegen. Bei kleinen Drucken wird daher die durch die nicht vollkommen unelastischen Zusammenstöße herbeigeführte Abweichung vermindert, bei höheren Drucken aber verstärkt, sodaß die beobachteten Unstimmigkeiten wohl mehr auf der Unzulänglichkeit der Townsendschen Beziehung beruhen, in der eine Korrektion anzubringen wäre, die die Geschwindigkeitsverteilung beim Zusammenstoß berücksichtigt. Daß die nach den Resultaten von Franck und Hertz zu erwartenden Abweichungen tatsächlich nur eine untergeordnete Rolle spielen, zeigt sich besonders bei dem Kurvendiagramm für 900°. Hier ist sogar zu bemerken, daß noch die Kurve für 20 Volt selbst bei höheren Drucken unterhalb der berechneten verläuft, die entsprechende Kurve für 1000° C erreicht bereits die berechneten Werte, während die für 1100° C oberhalb der theoretischen Kurve liegt. Es zeigt sich also, daß die Abweichungen bei den höheren Drucken noch durch einen anderen Faktor verursacht sind; und zwar ist es die von der Kathodentemperatur abhängige Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen, die besonders auch für die Stärke der Ionisation von Einfluß sein muß, und zwar, wie begründet, gerade bei den höheren Drucken. Wie sich im weiteren Verlauf der Arbeit zeigen wird, waren aber auch bei diesen Messungen noch nicht die erreichbaren Vakuumbedingungen gewonnen. Wie schon erwähnt, bleibt auch dann die Charakteristik der Townsendschen

Theorie aufrecht erhalten, nur daß die von Franck und Hertz geforderte Erscheinung der elastischen Zusammenstöße mehr in den Vordergrund tritt. Abgesehen von der Veränderung der Austrittsgeschwindigkeit ist die Temperatur der Kathode noch in zweierlei Hinsicht für die vorliegenden Messungen im Wasserstoff von allerdings rein theoretischer Bedeutung. Durch die Veränderung des Heizstroms wird nämlich nicht nur die Temperatur der Kathode, sondern auch die Geschwindigkeitsverteilung der austretenden Elektronen verändert, bei dem sehr kleinen Spannungsabfall auf der Elektrode jedoch in einer bei der Townsendschen Gleichung zu vernachlässigenden Größenordnung. Andererseits wäre zu vermuten, daß durch die Kathodentemperatur eine Korrektur der Weglänge der Gasmoleküle anzubringen sei. Nach den Beobachtungen von Barus[1]) nimmt jedoch innerhalb eines Temperaturintervalls von 0—1300° C diese Länge bei Wasserstoff proportional der Größe $(1+\alpha\vartheta)^{1/6}$ zu, sodaß vor allem auch nach Bestätigung dieser Resultate durch Sutherland[2]) eine Korrektur nicht notwendig erschien. Überhaupt ist ja bei der außerordentlich kleinen Cohäsion des Wasserstoffs bei diesem Gase die Veränderung der Weglänge mit der Temperatur am geringsten.

Ergebnis: Wie schon kurz angedeutet, sind diese mit der CaO-Elektrode im Wasserstoff erzielten Resultate für den Emissionsmechanismus des CaO von ausschlaggebender Bedeutung. Nach eingehenden Untersuchungen, die H. A. Wilson[3]) über die Wirkung von Gasen auf die Elektronenemission einer Platin-Glühkathode angestellt hat, ist erwiesen, daß im

---

[1]) Barus, Wiedem. Ann. d. Phys. 36. 358.
[2]) Sutherland, Amer. Journ. 3. Serie Vol. 35. 408. 1888.
[3]) Wilson loc. cit. u. Richardson Phil. Trans. 207. 3. 1908.

Gegensatz zu neutralen Gasen der Wasserstoff eine außerordentliche Vergrößerung der Elektronenemission selbst hervorruft, und zwar derart, daß die Erhöhung des Stroms durch Stossionisationswirkung garnicht in Betracht kommt. Neutrale Gase aber zeigten eine Veränderung des übergehenden Stroms, die mit großer Genauigkeit der Gesetzmäßigkeit der Townsendschen Stoßionisations-Theorie folgte. Wilson kam daher zu der Annahme, daß der dem Platin spezifische Emissionseffekt unabhängig von dem Druck solcher neutraler Gase ist, während der auch nachwirkende Einfluß des Wasserstoffs sich ungezwungen durch die große Löslichkeit dieses Gases in dem Platin erklärt. Tatsächlich beobachtete auch Wilson nach der Wasserstoffbehandlung die hysteretischen Eigenschaften des Effekts bei Variation der Temperatur, die, wie noch näher gezeigt werden soll, geradezu ein Kriterium für die Gegenwart gelöster Restgase ist. Dieses Ergebnis Wilsons ist für die vorliegende Untersuchung von großer Bedeutung. Dadurch, daß es gelungen ist, zu zeigen, daß der Effekt einer mit CaO bedeckten Platin-Elektrode im Wasserstoff lediglich eine temporäre Veränderung erfährt, die durch die Townsendsche Theorie erklärt und gefordert wird, ist durch dieses Versuchsergebnis besonders überzeugend der Beweis erbracht, daß die Elektronenemission des CaO unabhängig von der metallischen Unterlage ist. Die CaO-Schicht bedingt also nicht nur eine Erhöhung der Emissionsfähigkeit ihres metallischen Trägers, sondern besitzt ein ihr spezifisches Emissionsvermögen. Zu dem gleichen Resultat wurde auch Deininger[1]) geführt durch Untersuchungen an verschiedenen mit CaO bedeckten Metallelektroden. Seine Messungen ergaben, daß die Konstanten der Richardsonschen Gleichung

[1]) Deininger, loc. cit.

für das CaO vollkommen unabhängig sind von dem Metall, auf dem sich die CaO-Schicht befindet, auch dann, wenn die theoretisch gefundene Zahl der im Einheitsvolumen des Metalls enthaltenen Elektronen größer ist, als die im CaO. Außer diesem Resultat liefert das Ergebnis der Untersuchung der CaO-Elektrode im Wasserstoff aber auch eine ausschlaggebende Entscheidung über den Emissionsmechanismus selbst. Ebenso wie Fredenhagen für die Bestätigung seiner Theorie der Wirksamkeit der CaO-Elektrode fordern mußte, daß die Emission im Vakuum schnell abnimmt, mußte er auch erwarten, daß „die Wirksamkeit einer Wehnelt-Elektrode durch Gase und besonders durch solche, die mit Calzium oder Sauerstoff reagieren, stark beeinflußt wird". Über das Verhalten der Elektrode im Vakuum werden erst nach weiterem Verlauf der Untersuchungen in Gasen Kontrollversuche notwendig, die dann auch folgerichtig in der Gegenwart von Restgasen die Ursache der Abnahme und wie erwartet, einen konstanten Vakuumeffekt unter gleichzeitigem Auftreten der Raumladungserscheinung feststellen werden. Über das Verhalten der Elektrode in reaktionsfähigen Gasen ist aber durch das vorliegende Resultat der quantitativen Messungen im Wasserstoff erwiesen, daß die nach der Theorie von Fredenhagen notwendige Veränderung des Effekts des CaO durch dieses Gas nicht eintritt. Da dies Ergebnis sowohl wegen der Reaktionsfähigkeit des Wasserstoffs, wie nach der Untersuchung des Platins von Wilson als ausschlaggebend anzusehen ist, so ist zugleich der Nachweis erbracht, daß die Elektronenemission des CaO nicht durch elektrochemische Reaktion verursacht sein kann. Würde tatsächlich eine solche Reaktion vorliegen, so müßte, wie auch von Fredenhagen betont worden ist, die Gegenwart eines reaktionsfähigen Gases von einschneidender

Tabelle XVIIIa. **Elektronen-Emission der CaO-El im Wasserstoff.** Temp. 900° C.

Druck	x = 1,088 cm	12 Volt	16 Volt	20 Volt	24 Volt	30 Volt	36 Volt	50 Volt	75 Volt	100 Volt	200 Volt
$5 \cdot 10^{-2}$ mm	i beob.	4,39 . 10^{-7}	5,02 . 10^{-7}	5,30 . 10^{-7}	5,72 10^{-7}	6,03 . 10^{-7}	6,17 . 10^{-7}	6,52 . 10^{-7}	6,81 . 10^{-7}	6,96 . 10^{-7}	7,13 . 10^{-7}
	i ber.	4,74 . 10^{-7}	5,13 . 10^{-7}	5,38 . 10^{-7}	5,56 . 10^{-7}	5,75 . 10^{-7}	5,87 . 10^{-7}	6,08 . 10^{-7}	6,24 . 10^{-7}	6,33 . 10^{-7}	6,46 . 10^{-7}
$1 \cdot 10^{-1}$ mm	i beob.	4,74 . 10^{-7}	5,20 . 10^{-7}	5,70 . 10^{-7}	6,11 . 10^{-7}	6,51 . 10^{-7}	6,90 . 10^{-7}	7,32 . 10^{-7}	8,22 . 10^{-7}	8,86 . 10^{-7}	9,34 . 10^{-7}
	i ber.	4,79 . 10^{-7}	5,38 . 10^{-7}	5,83 . 10^{-7}	6,18 . 10^{-7}	6,58 . 10^{-7}	6,87 . 10^{-7}	7,36 . 10^{-7}	7,81 . 10^{-7}	8,05 . 10^{-7}	8,45 . 10^{-7}
$1{,}5 \cdot 10^{-1}$ mm	i beob.	4,75 . 10^{-7}	5,41 . 10^{-7}	5,99 . 10^{-7}	6,53 . 10^{-7}	7,17 . 10^{-7}	7,76 . 10^{-7}	8,53 . 10^{-7}	9,94 . 10^{-7}	11,12 . 10^{-7}	
	i ber.	4,81 . 10^{-7}	5,53 . 10^{-7}	6,14 . 10^{-7}	6,67 . 10^{-7}	7,30 . 10^{-7}	7,81 . 10^{-7}	8,69 . 10^{-7}	9,57 . 10^{-7}	10,08 . 10^{-7}	
$2{,}3 \cdot 10^{-1}$ mm	i beob.	4,70 . 10^{-7}	5,40 . 10^{-7}	6,30 . 10^{-7}	6,97 . 10^{-7}	7,96 . 10^{-7}	8,94 . 10^{-7}	10,62 . 10^{-7}	13,32 . 10^{-7}	15,34 . 10^{-7}	
	i ber.	4,80 . 10^{-7}	5,62 . 10^{-7}	6,42 . 10^{-7}	7,18 . 10^{-7}	8,21 . 10^{-7}	9,10 . 10^{-7}	10,81 . 10^{-7}	12,76 . 10^{-7}	14,01 . 10^{-7}	
$3 \cdot 10^{-1}$ mm	i beob.	4,62 . 10^{-7}	5,38 . 10^{-7}	6,33 . 10^{-7}	7,10 . 10^{-7}	8,52 . 10^{-7}	9,72 . 10^{-7}	12,30 . 10^{-7}	16,50 . 10^{-7}		
	i ber.	4,79 . 10^{-7}	5,59 . 10^{-7}	6,49 . 10^{-7}	7,40 . 10^{-7}	8,74 . 10^{-7}	9,98 . 10^{-7}	12,56 . 10^{-7}	15,88 . 10^{-7}		
$3{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	i beob.	4,49 . 10^{-7}	5,29 . 10^{-7}	6,28 . 10^{-7}	7,15 . 10^{-7}	8,75 . 10^{-7}	10,53 . 10^{-7}	14,13 . 10^{-7}	21,14 . 10^{-7}		
	i ber.	4,76 . 10^{-7}	5,50 . 10^{-7}	6,42 . 10^{-7}	7,45 . 10^{-7}	9,09 . 10^{-7}	10,76 . 10^{-7}	14,54 . 10^{-7}	20,12 . 10^{-7}		
$5 \cdot 10^{-1}$ mm	i beob.	4,22 . 10^{-7}	5,13 . 10^{-7}	6,00 . 10^{-7}	7,02 . 10^{-7}	8,81 . 10^{-7}	10,93 . 10^{-7}	15,90 . 10^{-7}			
	i ber.	4,73 . 10^{-7}	5,35 . 10^{-7}	6,22 . 10^{-7}	7,29 . 10^{-7}	9,13 . 10^{-7}	11,18 . 10^{-7}	16,38 . 10^{-7}			
$5{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	i beob	4,02 . 10^{-7}	5,03 . 10^{-7}	5,84 . 10^{-7}	6,89 . 10^{-7}	8,76 . 10^{-7}	10,91 . 10^{-7}	16,92 . 10^{-7}			
	i ber.	4,71 . 10^{-7}	5,24 . 10^{-7}	6,03 . 10^{-7}	7,06 . 10^{-7}	8,95 . 10^{-7}	11,18 10^{-7}	17,35 . 10^{-7}			

Tabelle XVIII a. **Elektronen-Emission der CaO-El im Wasserstoff.** Temp. 900° C. Fortsetzung.

Druck	x = 1.088 cm	12 Volt	16 Volt	20 Volt	24 Volt	30 Volt	36 Volt	50 Volt	75 Volt	100 Volt	200 Volt
7.10^{-1} mm	$i_{beob.}$	**3.81 . 10^{-7}**	**4,80 . 10^{-7}**	**5.49 . 10^{-7}**	**6.55 . 10^{-7}**	**8,48 . 10^{-7}**	**10,80 . 10^{-7}**	**17.52 . 10^{-7}**			
	$i_{ber.}$	4.69 . 10^{-7}	5,11 . 10^{-7}	5,79 . 10^{-7}	6,74 . 10^{-7}	8.58 . 10^{-7}	10,91 . 10^{-7}	17,95 . 10^{-7}			
$7{,}8{\cdot}10^{-1}$ mm	beob.	**3.65 . 10^{-7}**	**4,71 . 10^{-7}**	**5,30 . 10^{-7}**	**6,41 . 10^{-7}**	**8,30 . 10^{-7}**	**10.68 . 10^{-7}**	**17.78 . 10^{-7}**			
	$i_{ber.}$	4,68 . 10^{-7}	5,04 . 10^{-7}	5,64 . 10^{-7}	6.51 . 10^{-7}	8,27 . 10^{-7}	10,59 . 10^{-7}	18,02 . 10^{-7}			
$8{,}9.10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	**3.53 . 10^{-7}**	**4.44 . 10^{-7}**	**5,12 . 10^{-7}**	**6,12 . 10^{-7}**	**7.98 . 10^{-7}**	**10,26 . 10^{-7}**	**17.54 . 10^{-7}**			
	$i_{ber.}$	4,67 . 10^{-7}	4,96 . 10^{-7}	5,46 . 10^{-7}	6,17 . 10^{-7}	7,83 . 10^{-7}	10,05 . 10^{-7}	17,72 . 10^{-7}			
1 mm	i_{beob}	**3.46 . 10^{-7}**	**4.32 . 10^{-7}**	**5,03 . 10^{-7}**	**6.00 . 10^{-7}**	**7.61 . 10^{-7}**	**9,83 . 10^{-7}**	**17.23 . 10^{-7}**			
	$i_{ber.}$	4,65 . 10^{-7}	4,90 . 10^{-7}	5,31 . 10^{-7}	5,95 . 10^{-7}	7,40 . 10^{-7}	9,48 . 10^{-7}	17,09 . 10^{-7}			
1,15 mm	$i_{beob.}$	**3.35 . 10^{-7}**	**4,22 . 10^{-7}**	**4,97 . 10^{-7}**	**5,82 . 10^{-7}**	**7,23 . 10^{-7}**	**9,18 . 10^{-7}**	**16,40 . 10^{-7}**			
	$i_{ber.}$	4,65 . 10^{-7}	4,84 . 10^{-7}	5,15 . 10^{-7}	5,66 . 10^{-7}	6,88 . 10^{-7}	8,71 . 10^{-7}	15,92 . 10^{-7}			
1.3 mm	i_{beob}	**3.32 . 10^{-7}**	**4.13 . 10^{-7}**	**4,85 . 10^{-7}**	**5,60 . 10^{-7}**	**7,61 . 10^{-7}**	**8,69 . 10^{-7}**	**15,64 . 10^{-7}**			
	$i_{ber.}$	4,65 . 10^{-7}	4,81 . 10^{-7}	5,04 . 10^{-7}	5,44 . 10^{-7}	6,44 . 10^{-7}	8,02 . 10^{-7}	14,63 . 10^{-7}			
i_{Vakuum}		4,65 . 10^{-7}	4,75 . 10^{-7}	4,80 . 10^{-7}	4,83 . 10^{-7}	4,85 . 10^{-7}	4,86 . 10^{-7}	4,89 . 10^{-7}	4,89 . 10^{-7}	4,89 . 10^{-7}	4,89 . 10^{-7}
$i_{Maximum}$		4,81 . 10^{-7}	5,62 . 10^{-7}	6,49 . 10^{-7}	7,46 . 10^{-7}	9,16 . 10^{-7}	11,21 . 10^{-7}	18,02 . 10^{-7}	41,58 . 10^{-7}		
$p_{Maximum}$		0,182 mm	0,243 mm	0,304 mm	0,365 mm	0,456 mm	0,547 mm	0,760 mm	1,14 mm	1,52 mm	3,04 mm

Tabelle XVIII b. **Elektronen-Emission der CaO-El im Wasserstoff.** 1000° C.

Druck	x = 1,088 cm	12 Volt	16 Volt	20 Volt	24 Volt	30 Volt	36 Volt	50 Volt	75 Volt	100 Volt	200 Volt
$5 \cdot 10^{-2}$ mm	$i_{beob.}$	$6.0 \cdot 10^{-6}$	$6{,}80 \cdot 10^{-6}$	$7{,}25 \cdot 10^{-6}$	$7{,}59 \cdot 10^{-6}$	$7{,}92 \cdot 10^{-6}$	$8{,}25 \cdot 10^{-6}$	$8{,}50 \cdot 10^{-6}$	$8{,}83 \cdot 10^{-6}$	$9{,}03 \cdot 10^{-6}$	$9{,}54 \cdot 10^{-6}$
	$i_{ber.}$	$6{,}01 \cdot 10^{-6}$	$6{,}91 \cdot 10^{-6}$	$7{,}29 \cdot 10^{-6}$	$7{,}54 \cdot 10^{-6}$	$7{,}82 \cdot 10^{-6}$	$8{,}10 \cdot 10^{-6}$	$8{,}34 \cdot 10^{-6}$	$8{,}55 \cdot 10^{-6}$	$8{,}67 \cdot 10^{-6}$	$8{,}85 \cdot 10^{-6}$
$1 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$6{,}02 \cdot 10^{-6}$	$7{,}15 \cdot 10^{-6}$	$7{,}90 \cdot 10^{-6}$	$8{,}32 \cdot 10^{-6}$	$8{,}90 \cdot 10^{-6}$	$9{,}64 \cdot 10^{-6}$	$10{,}36 \cdot 10^{-6}$	$11{,}05 \cdot 10^{-6}$	$11{,}62 \cdot 10^{-6}$	$12{,}21 \cdot 10^{-6}$
	$i_{ber.}$	$6{,}07 \cdot 10^{-6}$	$7{,}25 \cdot 10^{-6}$	$7{,}89 \cdot 10^{-6}$	$8{,}38 \cdot 10^{-6}$	$8{,}95 \cdot 10^{-6}$	$9{,}47 \cdot 10^{-6}$	$10{,}09 \cdot 10^{-6}$	$10{,}70 \cdot 10^{-6}$	$11{,}03 \cdot 10^{-6}$	$11{,}58 \cdot 10^{-6}$
$1{,}5 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$6{,}05 \cdot 10^{-6}$	$7{,}35 \cdot 10^{-6}$	$8{,}25 \cdot 10^{-6}$	$8{,}90 \cdot 10^{-6}$	$9{,}85 \cdot 10^{-6}$	$10{,}82 \cdot 10^{-6}$	$12{,}32 \cdot 10^{-6}$	$13{,}46 \cdot 10^{-6}$	$14{,}78 \cdot 10^{-6}$	
	$i_{ber.}$	$6{,}10 \cdot 10^{-6}$	$7{,}45 \cdot 10^{-6}$	$8{,}32 \cdot 10^{-6}$	$9{,}04 \cdot 10^{-6}$	$9{,}93 \cdot 10^{-6}$	$10{,}76 \cdot 10^{-6}$	$11{,}90 \cdot 10^{-6}$	$13{,}11 \cdot 10^{-6}$	$13{,}81 \cdot 10^{-6}$	
$2{,}3 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$6{,}05 \cdot 10^{-6}$	$7{,}45 \cdot 10^{-6}$	$8{,}60 \cdot 10^{-6}$	$9{,}57 \cdot 10^{-6}$	$11{,}05 \cdot 10^{-6}$	$12{,}45 \cdot 10^{-6}$	$15{,}00 \cdot 10^{-6}$	$18{,}11 \cdot 10^{-6}$		
	$i_{ber.}$	$6{,}10 \cdot 10^{-6}$	$7{,}57 \cdot 10^{-6}$	$8{,}69 \cdot 10^{-6}$	$9{,}74 \cdot 10^{-6}$	$11{,}17 \cdot 10^{-6}$	$12{,}55 \cdot 10^{-6}$	$14{,}81 \cdot 10^{-6}$	$17{,}49 \cdot 10^{-6}$		
$3 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$5{,}95 \cdot 10^{-6}$	$7{,}40 \cdot 10^{-6}$	$8{,}72 \cdot 10^{-6}$	$9{,}89 \cdot 10^{-6}$	$11{,}73 \cdot 10^{-6}$	$13{,}60 \cdot 10^{-6}$	$17{,}34 \cdot 10^{-6}$	$23{,}08 \cdot 10^{-6}$		
	i_{ber}	$6{,}07 \cdot 10^{-6}$	$7{,}54 \cdot 10^{-6}$	$8{,}78 \cdot 10^{-6}$	$10{,}04 \cdot 10^{-6}$	$11{,}90 \cdot 10^{-6}$	$13{,}76 \cdot 10^{-6}$	$17{,}21 \cdot 10^{-6}$	$21{,}75 \cdot 10^{-6}$		
$3{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$5{,}90 \cdot 10^{-6}$	$7{,}33 \cdot 10^{-6}$	$8{,}75 \cdot 10^{-6}$	$9{,}95 \cdot 10^{-6}$	$12{,}15 \cdot 10^{-6}$	$14{,}63 \cdot 10^{-6}$	$20{,}00 \cdot 10^{-6}$			
	$i_{ber.}$	$6{,}04 \cdot 10^{-6}$	$7{,}41 \cdot 10^{-6}$	$8{,}69 \cdot 10^{-6}$	$10{,}11 \cdot 10^{-6}$	$12{,}37 \cdot 10^{-6}$	$14{,}83 \cdot 10^{-6}$	$19{,}92 \cdot 10^{-6}$			
$5 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$5{,}80 \cdot 10^{-6}$	$7{,}05 \cdot 10^{-6}$	$8{,}50 \cdot 10^{-6}$	$9{,}90 \cdot 10^{-6}$	$12{,}35 \cdot 10^{-6}$	$15{,}21 \cdot 10^{-6}$	$22{,}32 \cdot 10^{-6}$			
	$i_{ber.}$	$6{,}00 \cdot 10^{-6}$	$7{,}21 \cdot 10^{-6}$	$8{,}43 \cdot 10^{-6}$	$9{,}88 \cdot 10^{-6}$	$12{,}42 \cdot 10^{-6}$	$15{,}41 \cdot 10^{-6}$	$22{,}44 \cdot 10^{-6}$			
$5{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$5{,}65 \cdot 10^{-}$	$6{,}90 \cdot 10^{-6}$	$8{,}32 \cdot 10^{-6}$	$9{,}71 \cdot 10^{-6}$	$12{,}23 \cdot 10^{-6}$	$15{,}29 \cdot 10^{-6}$	$23{,}60 \cdot 10^{-6}$			
	$i_{ber.}$	$5{,}97 \cdot 10^{-6}$	$7{,}06 \cdot 10^{-6}$	$8{,}16 \cdot 10^{-6}$	$9{,}57 \cdot 10^{-6}$	$12{,}18 \cdot 10^{-6}$	$15{,}42 \cdot 10^{-6}$	$23{,}77 \cdot 10^{-6}$			

Tabelle XVIII b. **Elektronen-Emission der CaO-El im Wasserstoff.** Temp. 1000 ° C. Fortsetzung.

Druck	x = 1,088 cm	12 Volt	16 Volt	20 Volt	24 Volt	30 Volt	36 Volt	50 Volt	75 Volt	100 Volt	200 Volt
$7 . 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$5{,}45 . 10^{-6}$	$6{,}72 . 10^{-6}$	$8{,}00 . 10^{-6}$	$9{,}35 . 10^{-6}$	$11{,}82 . 10^{-6}$	$15{,}00 . 10^{-6}$	$24{,}31 . 10^{-6}$			
	$i_{ber.}$	$5{,}95 . 10^{-6}$	$6{,}89 . 10^{-6}$	$7{,}85 . 10^{-6}$	$9{,}14 . 10^{-6}$	$11{,}68 . 10^{-6}$	$15{,}04 . 10^{-6}$	$24{,}59 . 10^{-6}$			
$7{,}8 . 10^{-1}$ mm	beob.	$5{,}40 . 10^{-6}$	$6{,}53 . 10^{-6}$	$7{,}75 . 10^{-6}$	$9{,}11 . 10^{-6}$	$11{,}40 . 10^{-6}$	$14{,}66 . 10^{-6}$	$24{,}45 . 10^{-6}$			
	$i_{ber.}$	$5{,}93 . 10^{-6}$	$6{,}79 . 10^{-6}$	$7{,}64 . 10^{-6}$	$8{,}82 . 10^{-6}$	$11{,}25 . 10^{-6}$	$14{,}60 . 10^{-6}$	$24{,}68 . 10^{-6}$			
$8{,}9 . 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$5{,}34 . 10^{-6}$	$6{,}42 . 10^{-6}$	$7{,}50 . 10^{-6}$	$8{,}70 . 10^{-6}$	$10{,}93 . 10^{-6}$	$14{,}12 . 10^{-6}$	$24{,}22 . 10^{-6}$			
	$i_{ber.}$	$5{,}92 . 10^{-6}$	$6{,}68 . 10^{-6}$	$7{,}39 . 10^{-6}$	$8{,}37 . 10^{-6}$	$10{,}65 . 10^{-6}$	$13{,}85 . 10^{-6}$	$24{,}28 . 10^{-6}$			
1 mm	i_{beob}	$5{,}26 . 10^{-6}$	$6{,}30 . 10^{-6}$	$7{,}34 . 10^{-6}$	$8{,}47 . 10^{-6}$	$10{,}60 . 10^{-6}$	$13{,}51 . 10^{-6}$	$23{,}73 . 10^{-6}$			
	$i_{ber.}$	$5{,}90 . 10^{-6}$	$6{,}60 . 10^{-6}$	$7{,}18 . 10^{-6}$	$8{,}07 . 10^{-6}$	$10{,}07 . 10^{-6}$	$13{,}06 . 10^{-6}$	$23{,}42 . 10^{-6}$			
1,15 mm	$i_{beob.}$	$5{,}10 . 10^{-6}$	$6{,}24 . 10^{-6}$	$7{,}10 . 10^{-6}$	$8{,}12 . 10^{-6}$	$9{,}95 . 10^{-6}$	$12{,}90 . 10^{-6}$	$22{,}82 . 10^{-6}$			
	$i_{ber.}$	$5{,}90 . 10^{-6}$	$6{,}52 . 10^{-6}$	$6{,}97 . 10^{-6}$	$7{,}68 . 10^{-6}$	$9{,}36 . 10^{-6}$	$12{,}01 . 10^{-6}$	$21{,}82 . 10^{-6}$			
1.3 mm	i_{beob}	$5{,}00 . 10^{-6}$	$6{,}21 . 10^{-6}$	$7{,}03 . 10^{-6}$	$8{,}07 . 10^{-6}$	$9{,}61 . 10^{-6}$	$12{,}34 . 10^{-6}$	$20{,}05 . 10^{-6}$			
	$i_{ber.}$	$5{,}90 . 10^{-6}$	$6{,}47 . 10^{-6}$	$6{,}82 . 10^{-6}$	$7{,}38 . 10^{-6}$	$8{,}77 . 10^{-6}$	$11{,}06 . 10^{-6}$	$20{,}05 . 10^{-6}$			
i_{Vakuum}		$5{,}9 . 10^{-6}$	$6{,}4 . 10^{-6}$	$6{,}5 . 10^{-6}$	$6{,}55 . 10^{-6}$	$6{,}6 . 10^{-6}$	$6{,}7 . 10^{-6}$	$6{,}7 . 10^{-6}$	$6{,}7 . 10^{-6}$	$6{,}7 . 10^{-6}$	$6{,}7 . 10^{-6}$
$i_{Maximum}$		$6{,}10 . 10^{-6}$	$7{,}57 . 10^{-6}$	$8{,}78 . 10^{-6}$	$10{,}12 . 10^{-6}$	$12{,}46 . 10^{-6}$	$15{,}46 . 10^{-6}$	$24{,}69 . 10^{-6}$	$56{,}98 . 10^{-6}$		
$p_{Maximum}$		0,182 mm	0,243 mm	0,304 mm	0,365 mm	0,456 mm	0,547 mm	0,760 mm	1,14 mm	1,52 mm	3,04 mm

Tabelle XVIII c. **Elektronen-Emission der CaO-El im Wasserstoff.** 1100° C.

Druck	x = 1,088 cm	12 Volt	16 Volt	20 Volt	24 Volt	30 Volt	36 Volt	50 Volt	75 Volt	100 Volt	200 Volt
$5 \cdot 10^{-2}$ mm	$i_{beob.}$	$2{,}25 \cdot 10^{-5}$	$3{,}46 \cdot 10^{-5}$	$4{,}80 \cdot 10^{-5}$	$6{,}00 \cdot 10^{-5}$	$7{,}00 \cdot 10^{-5}$	$7{,}30 \cdot 10^{-5}$	$7{,}90 \cdot 10^{-5}$	$8{,}10 \cdot 10^{-5}$	$8{,}50 \cdot 10^{-5}$	$8{,}90 \cdot 10^{-5}$
	$i_{ber.}$	$2{,}24 \cdot 10^{-5}$	$3{,}45 \cdot 10^{-5}$	$4{,}71 \cdot 10^{-5}$	$5{,}76 \cdot 10^{-5}$	$6{,}87 \cdot 10^{-5}$	$7{,}13 \cdot 10^{-5}$	$7{,}47 \cdot 10^{-5}$	$7{,}66 \cdot 10^{-5}$	$7{,}77 \cdot 10^{-5}$	$8{,}05 \cdot 10^{-5}$
$1 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$2{,}27 \cdot 10^{-5}$	$3{,}67 \cdot 10^{-5}$	$5{,}15 \cdot 10^{-5}$	$6{,}60 \cdot 10^{-5}$	$8{,}10 \cdot 10^{-5}$	$8{,}55 \cdot 10^{-5}$	$9{,}30 \cdot 10^{-5}$	$10{,}30 \cdot 10^{-5}$	$10{,}95 \cdot 10^{-5}$	
	$i_{ber.}$	$2{,}27 \cdot 10^{-5}$	$3{,}62 \cdot 10^{-5}$	$5{,}10 \cdot 10^{-5}$	$6{,}40 \cdot 10^{-5}$	$7{,}86 \cdot 10^{-5}$	$8{,}34 \cdot 10^{-5}$	$9{,}03 \cdot 10^{-5}$	$9{,}58 \cdot 10^{-5}$	$9{,}88 \cdot 10^{-5}$	
$1{,}5 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$2{,}27 \cdot 10^{-5}$	$3{,}75 \cdot 10^{-5}$	$5{,}30 \cdot 10^{-5}$	$7{,}00 \cdot 10^{-5}$	$8{,}90 \cdot 10^{-5}$	$9{,}75 \cdot 10^{-5}$	$11{,}10 \cdot 10^{-5}$	$12{,}95 \cdot 10^{-5}$		
	$i_{ber.}$	$2{,}27 \cdot 10^{-5}$	$3{,}72 \cdot 10^{-5}$	$5{,}37 \cdot 10^{-5}$	$6{,}90 \cdot 10^{-5}$	$8{,}73 \cdot 10^{-5}$	$9{,}48 \cdot 10^{-5}$	$10{,}66 \cdot 10^{-5}$	$11{,}74 \cdot 10^{-5}$		
$2{,}3 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$2{,}23 \cdot 10^{-5}$	$3{,}80 \cdot 10^{-5}$	$5{,}50 \cdot 10^{-5}$	$7{,}35 \cdot 10^{-5}$	$9{,}70 \cdot 10^{-5}$	$11{,}20 \cdot 10^{-5}$	$13{,}45 \cdot 10^{-5}$			
	$i_{ber.}$	$2{,}27 \cdot 10^{-5}$	$3{,}79 \cdot 10^{-5}$	$5{,}62 \cdot 10^{-5}$	$7{,}44 \cdot 10^{-5}$	$9{,}82 \cdot 10^{-5}$	$11{,}05 \cdot 10^{-5}$	$13{,}26 \cdot 10^{-5}$			
$3 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$2{,}20 \cdot 10^{-5}$	$3{,}75 \cdot 10^{-5}$	$5{,}55 \cdot 10^{-5}$	$7{,}55 \cdot 10^{-5}$	$10{,}35 \cdot 10^{-5}$	$12{,}35 \cdot 10^{-5}$	$15{,}85 \cdot 10^{-5}$			
	$i_{ber.}$	$2{,}26 \cdot 10^{-5}$	$3{,}77 \cdot 10^{-5}$	$5{,}68 \cdot 10^{-5}$	$7{,}66 \cdot 10^{-5}$	$10{,}50 \cdot 10^{-5}$	$12{,}11 \cdot 10^{-5}$	$15{,}41 \cdot 10^{-5}$			
$3{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$2{,}20 \cdot 10^{-5}$	$3{,}70 \cdot 10^{-5}$	$5{,}50 \cdot 10^{-5}$	$7{,}60 \cdot 10^{-5}$	$10{,}75 \cdot 10^{-5}$	$13{,}30 \cdot 10^{-5}$	$18{,}10 \cdot 10^{-5}$			
	$i_{ber.}$	$2{,}25 \cdot 10^{-5}$	$3{,}71 \cdot 10^{-5}$	$5{,}62 \cdot 10^{-5}$	$7{,}72 \cdot 10^{-5}$	$10{,}87 \cdot 10^{-5}$	$13{,}06 \cdot 10^{-5}$	$17{,}84 \cdot 10^{-5}$			
$5 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$2{,}10 \cdot 10^{-5}$	$3{,}59 \cdot 10^{-5}$	$5{,}35 \cdot 10^{-5}$	$7{,}50 \cdot 10^{-5}$	$10{,}80 \cdot 10^{-5}$	$13{,}70 \cdot 10^{-5}$	$20{,}35 \cdot 10^{-5}$			
	$i_{ber.}$	$2{,}24 \cdot 10^{-5}$	$3{,}61 \cdot 10^{-5}$	$5{,}45 \cdot 10^{-5}$	$7{,}55 \cdot 10^{-5}$	$10{,}91 \cdot 10^{-5}$	$13{,}57 \cdot 10^{-5}$	$20{,}90 \cdot 10^{-5}$			
$5{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$2{,}00 \cdot 10^{-5}$	$3{,}50 \cdot 10^{-5}$	$5{,}20 \cdot 10^{-5}$	$7{,}35 \cdot 10^{-5}$	$10{,}60 \cdot 10^{-5}$	$13{,}65 \cdot 10^{-5}$	$21{,}50 \cdot 10^{-5}$			
	$i_{ber.}$	$2{,}23 \cdot 10^{-5}$	$3{,}53 \cdot 10^{-5}$	$5{,}28 \cdot 10^{-5}$	$7{,}30 \cdot 10^{-5}$	$10{,}70 \cdot 10^{-5}$	$13{,}54 \cdot 10^{-5}$	$21{,}29 \cdot 10^{-5}$			

Tabelle XVIIIc. **Elektronen-Emission der CaO-El im Wasserstoff.** Temp. 1100° C. (Fortsetzung.)

Druck	x = 1,088 cm	12 Volt	16 Volt	20 Volt	24 Volt	30 Volt	36 Volt	50 Volt	75 Volt	100 Volt	200 Volt
$7 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$1{,}95 \cdot 10^{-5}$	$3{,}47 \cdot 10^{-5}$	$5{,}10 \cdot 10^{-5}$	$7{,}15 \cdot 10^{-5}$	$10{,}35 \cdot 10^{-5}$	$13{,}40 \cdot 10^{-5}$	$22{,}25 \cdot 10^{-5}$			
	$i_{ber.}$	$2{,}22 \cdot 10^{-5}$	$3{,}44 \cdot 10^{-5}$	$5{,}07 \cdot 10^{-5}$	$6{,}97 \cdot 10^{-5}$	$10{,}26 \cdot 10^{-5}$	$13{,}25 \cdot 10^{-5}$	$22{,}02 \cdot 10^{-5}$			
$7{,}8 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$1{,}85 \cdot 10^{-5}$	$3{,}38 \cdot 10^{-5}$	$5{,}00 \cdot 10^{-5}$	$7{,}00 \cdot 10^{-5}$	$10{,}20 \cdot 10^{-5}$	$13{,}25 \cdot 10^{-5}$	$22{,}30 \cdot 10^{-5}$			
	$i_{ber.}$	$2{,}21 \cdot 10^{-5}$	$3{,}40 \cdot 10^{-5}$	$4{,}94 \cdot 10^{-5}$	$6{,}73 \cdot 10^{-5}$	$9{,}89 \cdot 10^{-5}$	$12{,}85 \cdot 10^{-5}$	$22{,}11 \cdot 10^{-5}$			
$8{,}9 \cdot 10^{-1}$ mm	$i_{beob.}$	$1{,}80 \cdot 10^{-5}$	$3{,}33 \cdot 10^{-5}$	$4{,}95 \cdot 10^{-5}$	$6{,}80 \cdot 10^{-5}$	$9{,}95 \cdot 10^{-5}$	$12{,}95 \cdot 10^{-5}$	$22{,}15 \cdot 10^{-5}$			
	$i_{ber.}$	$2{,}21 \cdot 10^{-5}$	$3{,}34 \cdot 10^{-5}$	$4{,}77 \cdot 10^{-5}$	$6{,}39 \cdot 10^{-5}$	$9{,}36 \cdot 10^{-5}$	$12{,}20 \cdot 10^{-5}$	$21{,}74 \cdot 10^{-5}$			
1 mm	$i_{beob.}$	$1{,}70 \cdot 10^{-5}$	$3{,}27 \cdot 10^{-5}$	$4{,}90 \cdot 10^{-5}$	$6{,}65 \cdot 10^{-5}$	$9{,}65 \cdot 10^{-5}$	$12{,}60 \cdot 10^{-5}$	$21{,}95 \cdot 10^{-5}$			
	$i_{ber.}$	$2{,}20 \cdot 10^{-5}$	$3{,}30 \cdot 10^{-5}$	$4{,}64 \cdot 10^{-5}$	$6{,}16 \cdot 10^{-5}$	$8{,}85 \cdot 10^{-5}$	$11{,}51 \cdot 10^{-5}$	$20{,}97 \cdot 10^{-5}$			
1,15 mm	$i_{beob.}$	$1{,}60 \cdot 10^{-5}$	$3{,}22 \cdot 10^{-5}$	$4{,}90 \cdot 10^{-5}$	$6{,}55 \cdot 10^{-5}$	$9{,}30 \cdot 10^{-5}$	$12{,}35 \cdot 10^{-5}$	$21{,}60 \cdot 10^{-5}$			
	$i_{ber.}$	$2{,}20 \cdot 10^{-5}$	$3{,}26 \cdot 10^{-5}$	$4{,}51 \cdot 10^{-5}$	$5{,}86 \cdot 10^{-5}$	$8{,}22 \cdot 10^{-5}$	$10{,}58 \cdot 10^{-5}$	$19{,}54 \cdot 10^{-5}$			
1,3 mm	$i_{beob.}$	$1{,}50 \cdot 10^{-5}$	$3{,}19 \cdot 10^{-5}$	$4{,}85 \cdot 10^{-5}$	$6{,}50 \cdot 10^{-5}$	$9{,}20 \cdot 10^{-5}$	$12{,}10 \cdot 10^{-5}$	$21{,}10 \cdot 10^{-5}$			
	$i_{ber.}$	$2{,}20 \cdot 10^{-5}$	$3{,}24 \cdot 10^{-5}$	$4{,}44 \cdot 10^{-5}$	$5{,}63 \cdot 10^{-5}$	$7{,}71 \cdot 10^{-5}$	$9{,}74 \cdot 10^{-5}$	$17{,}95 \cdot 10^{-5}$			
i Vakuum		$2{,}20 \cdot 10^{-5}$	$3{,}20 \cdot 10^{-5}$	$4{,}20 \cdot 10^{-5}$	$5{,}00 \cdot 10^{-5}$	$5{,}80 \cdot 10^{-5}$	$5{,}90 \cdot 10^{-5}$	$6{,}00 \cdot 10^{-5}$	$6{,}00 \cdot 10^{-5}$	$6{,}00 \cdot 10^{-5}$	$6{,}10 \cdot 10^{-5}$
i Maximum		$2{,}275 \cdot 10^{-5}$	$3{,}783 \cdot 10^{-5}$	$5{,}68 \cdot 10^{-5}$	$7{,}72 \cdot 10^{-5}$	$10{,}95 \cdot 10^{-5}$	$13{,}61 \cdot 10^{-5}$	$22{,}12 \cdot 10^{-5}$	$51{,}03 \cdot 10^{-5}$		
p Maximum		0,182 mm	0,243 mm	0,304 mm	0,365 mm	0,456 mm	0,547 mm	0,760 mm	1,14 mm	1,52 mm	3,04 mm

Wirkung auf das Emissionsvermögen wie auf die Lebensdauer der CaO-Elektrode sein. Wie nachgewiesen, wird jedoch bei der Wehnelt-Elektrode weder Lebensdauer, noch die spezifischen Konstanten des Vakuumeffekts durch die Gegenwart von Wasserstoff verändert. Damit ergibt sich aber außer für die erwähnte Theorie der Wirksamkeit der CaO-Elektrode zugleich auch eine wichtige Schlußfolgerung für den Vakuumeffekt, die bei dem weiteren Verlauf der vorliegenden Untersuchungen sich später auch experimentell vollkommen bestätigte. Aus dem vorliegenden Resultat im Wasserstoff folgt nämlich auch, daß die Elektronenemission des CaO nicht von irgendwelcher Gasabgabe der Kathode notwendigerweise begleitet sein muß. Bei derartig langen Versuchsreihen, wie die vorliegende, hätte, abgesehen von einer Abnahme des Effekts, der nach der elektrochemischen Theorie frei werdende Sauerstoff zu ganz erheblichen Störungen führen müssen. Wenn also, wie auch schon von Frank Horton[1]) vermutet, eine Gasabgabe der Wehnelt-Elektrode nicht in ursächlichem Zusammenhang mit der Elektronenemission des CaO steht, so muß auch mit der CaO-Elektrode ein von positiven Ionen freies Vakuum erreichbar sein, d. h. ein Vakuum, in dem der mathematische Ansatz der Raumladungsbedingung giltig ist. Das gewonnene Resultat im Wasserstoff führt also zu dem Ergebnis, daß der wahre Richardson-Effekt der Wehnelt-Elektrode in einem erreichbaren, von positiven Ionen freien Entladungsraum noch nicht beobachtet worden ist; denn tatsächlich findet sich bei allen Bestimmungen dieser Konstanten der CaO-Elektrode im Vakuum von einer bestimmten Belastung ab das Auftreten „leuchtender Entladungen“ erwähnt, oder man beobachtete, allerdings auf Grund einer elektrochemischen

[1]) Frank Horton, loc. cit.

Theorie erklärte starke periodenhafte Schwankungen der Emissionswerte, die schließlich mit einer vollkommenen Inaktivierung des CaO enden. Bevor jedoch das Experiment durch das Auftreten der Raumladungserscheinung die Bestätigung dieser letzten Schlußfolgerung der Messungen im Wasserstoff erbringen konnte, mußte der Reinheitsgrad des Vakuums einer eingehenden Prüfung unterzogen werden. Nach den Ergebnissen der Messungen im Stickstoff, erschien es aussichtsreich, durch Kontrollversuche in diesem Gase den Reinheitsgrad der vorliegenden Versuchsbedingungen näher zu untersuchen. Wie die weiteren Ausführungen zeigen werden, erbrachten dann auch die Erfahrungen der Kontrollversuche im Stickstoff eine Umgestaltung der Versuchsanordnung, die zu den theoretisch erwarteten Meßresultaten im Vakuum führte. Gleichzeitig werden auch durch diese Kontrollversuche die von anderen Forschern beobachteten anormalen Effekte der CaO-Elektrode im Vakuum, die von einigen Seiten als Beweismaterial für einen elektrochemischen Emissionsmechanismus des CaO herangezogen worden sind, in der Gegenwart erheblicher, das CaO auch chemisch verändernder Gasreste ihre Erklärung finden.

IV.

Kontrollversuche.

Nachdem das Auftreten der anormalen Stromspannungscharakteristik im Stickstoff, wie es der Vorversuch gezeigt hatte, durch wiederholtes Experiment mit demselben Versuchsrohr nach mehrmaligem Auswechseln der Kathode als reproduzierbar gefunden und die erwähnte gesetzmäßige Abhängigkeit der Störung von der Kathodentemperatur, dem Gasdruck und der angelegten Spannung bestätigt worden war, erschien es, wie erwähnt, von Wichtigkeit, die Untersuchungen an der CaO-Elektrode im Stickstoff mit dem neuen Versuchsrohr einer Nachprüfung zu unterziehen. Abgesehen von der geometrischen Elektrodenanordnung, hatte man auch die Gewähr für einen relativ größeren Reinheitsgrad, was von besonderem Interesse für den besagten Störungseffekt sein mußte. Die Anordnung des ersten Kontrollversuchs im Stickstoff war dieselbe wie die bei den quantitativen Messungen im Wasserstoff angewendete. Für die Einleitung des Stickstoffs wurde wieder die schon im Vorversuch beschriebene Einrichtung benützt. Es befand sich also zwischen dem Kalium und dem Versuchsrohr eine in flüssiger Luft gekühlte Gasfalle. Schon die Messungen, die mit dem beim Vorversuch verwendeten Entladungsrohr im Stickstoff angestellt worden waren, hatten gezeigt, daß durch längeres Erhitzen des Versuchsrohrs, also durch eine bessere Entgasung, die Stärke des Störungseffektes vermindert werden konnte. In dem gleichen Sinn gestalteten sich nun auch die Resultate, die mit dem

neuen Versuchsrohr im Stickstoff gewonnen wurden. Obwohl man es hierbei erreichen konnte, die Ionenbeweglichkeit soweit zu steigern, daß noch bei 1 mm Druck schon bei 20 Volt die leuchtende Entladung einsetzte, so trat doch immer, wenn auch nur innerhalb eines sehr engen Temperatur- und Spannungsintervalls, die anormale Stromspannungscharakteristik auf. Es kann jedoch darauf verzichtet werden, nochmals ausführlich an Hand einer Versuchsreihe auf diese Störungserscheinung einzugehen. Um jedoch endgiltig festzustellen, daß diese Störung nicht mit einer chemischen Veränderung der Kathode im Zusammenhang steht, sei nur darauf hingewiesen, daß trotz stundenlanger Belastung im Stickstoff die CaO-Elektrode nach Wiederherstellung des Vakuums stets einen unveränderten Effekt zeigte. Nachdem es aber bei diesem Kontrollversuch trotz der besseren Vakuumbedingungen nicht gelungen war, einen Reinheitsgrad zu erzielen, der für die Empfindlichkeit des Stickstoffs gegen elektronegative Gasreste genügte, war auch erwiesen, daß der Vakuumeffekt selbst noch entstellt war. Bei den angewendeten Versuchsmitteln, die man zunächst für die Gewinnung des erreichbaren Reinheitsgrades als ausreichend anerkennen mußte, war es zunächst schwierig, die Ursache dieser Verunreinigungen ausfindig zu machen, wenn auch trotz der Anwendbarkeit des Kaliums zur Beseitigung reaktionsfähiger Gase, die von anderen Forschern betont wird, die Vermutung nahe lag, daß man auch trotz der oben beschriebenen Vorsichtsmaßregeln bei der Einführung des Kaliums in die Versuchsanordnung wohl kaum eine vollkommene Reinheit des Metalls erzielt, ganz abgesehen von den starken Verunreinigungen, die bei den ersten Destillationen des Kaliums im Vakuum frei werden und die in einer dauernd gekühlten Gasfalle kondensiert werden müssen.

Ein weiterer Kontrollversuch, bei dem keine dauernd gekühlte Gasfalle zwischen Versuchsrohr und Kalium eingeschaltet worden war, bestätigte diese Vermutung. Zugleich erbrachte dieser zweite Kontrollversuch auch eine Aufklärung über die Ursache der periodenhaften Schwankungen des Vakuumeffekts. Bei allen Meßreihen nämlich, bei denen das Versuchsrohr nicht durch eine dauernd gekühlte Gasfalle vor den bei der Destillation des Kaliums mit verdampfenden Verunreinigungen geschützt war, gelang es auch nach längerem Erhitzen nicht mehr, einen konstanten Vakuumeffekt zu erzielen. Entweder zeigte die Elektrode schon nach kurzer Belastung eine Abnahme des Effekts oder es wurde bei tagelanger Versuchsdauer besonders nach längeren Perioden der Ruhe ein Herabsinken der Elektronenemission beobachtet. Durch mehrstündiges Ausglühen der Elektrodenbleche und Erhitzen des ganzen Versuchsrohres konnte der herabgesunkene Effekt wieder erhöht werden. Um seine außerordentliche Empfindlichkeit zu charakterisieren, sei auch hier erwähnt, daß bei nicht völliger Reinheit der Anode eine kurze Erhitzung derselben ebenfalls eine Herabsetzung des Effekts verursacht. Ebenso trat bei Temperaturvariation der Kathode die allgemein beobachtete Verzögerungserscheinung auf, die jedoch, wie aus späteren Versuchen hervorging, nach Beseitigung der Restgase verschwand, sodaß man in dieser Hysteresis geradezu ein Kriterium für die Gegenwart von Restgasverunreinigungen besitzt. Wie außerordentlich stark auch die Austrittsarbeit des Elektrons durch diese Restgase beeinflußt wird, wurde im weiteren Verlauf der Untersuchung erkannt. Eine Erklärung für alle diese Erscheinungen, die bei fast allen vorliegenden Arbeiten mehr oder weniger stark auftreten und von einigen Forschern in ursächlichen Zusammenhang mit dem Emissionsmechanismus

des CaO gebracht worden sind, gibt die Annahme einer Adsorbtionsschicht der Restgase auf der Kathodenoberfläche. Von der chemischen Natur dieser Restgase, d. h. von ihrer Reaktionsfähigkeit mit dem Kathodenmaterial hängt es ab, ob die durch sie verursachte, die Elektronenemission stets herabsetzende Störung nur temporärer Art ist oder ob durch die Restgase eine chemische Veränderung der Kathode erfolgt, die dann natürlich nicht reversibel ist, sondern allmählich eine vollkommene unaufhaltsame Inaktivierung herbeiführt. Bei der großen Empfindlichkeit des CaO gegen Wasserdampf und Kohlenwasserstoff ist es also ganz erklärlich, daß bei unvollkommenen Versuchsbedingungen die Oxydschicht chemisch zerstört wird und langsam verschwindet. Schon von A. Wehnelt[1]) ist im Jahre 1906 darauf hingewiesen worden, daß bei der Verwendung der CaO-Elektrode für rein technische Zwecke es durchaus unzulässig ist, an dem Ventilrohr irgend welche mit Fett oder Siegellack gedichtete Schliffe anzubringen, da hierdurch das CaO durch die unentfernbaren Restgase chemisch schnell zerstört und damit seine Wirksamkeit vernichtet wird. Bei den allerersten Versuchen, bei denen mit Schliffen gearbeitet wurde, konnte auch ich die von anderer Seite gemachte Beobachtung bestätigen, daß die Oxydschicht sich allmählich schwärzte, oder man durch Befeuchten der Kathode mit Wasser durch die Entwicklung von Acethylen ihre Umbildung zu Kalziumkarbid erkannte. Sind dagegen die Restgase nicht reaktionsfähig mit dem Elektrodenmaterial, so wird sich nur eine von der Stärke der Adsorbtionsschicht abhängende Störung elektrischer Natur ausbilden, die durch Abdestillation der Gasschicht aufgehoben werden kann. Nachdem nun aber durch diesen Kontrollversuch die Ursache des

[1]) Wehnelt, Ann. d. Phys. 19. 156. 1906.

von mehreren Seiten beobachteten anormalen Verhaltens der CaO-Elektrode im Vakuum aufgedeckt war, war nach den gewonnenen Ergebnissen über die Elektronenemission des CaO im Wasserstoff der Emissionstheorie der Wehnelt-Elektrode auf elektrochemischer Basis die letzte Stütze genommen. Zugleich ergab sich aber auch die Forderung, die Elektronenemission des CaO in dem nach der obigen Beweisführung theoretisch erreichbaren absoluten Vakuum quantitativ zu untersuchen, besonders nachdem dieser Kontrollversuch die Schädlichkeit der Kaliumzelle zutage geführt hatte. Tatsächlich gelang es dann auch, zuerst durch weitere Vorsichtsmaßregeln gegen die schädlichen Verunreinigungen des Kaliums, später durch Ausschluß des Kaliums überhaupt, mit der CaO-Elektrode die Raumladungscharakteristik quantitativ zu bestätigen, d. h. ein Vakuum zu erzielen, welches trotz großer Belastung der CaO-Elektrode praktisch frei von positiven Ionen blieb. Abgesehen von der Bedeutung der Raumladungserscheinung in dieser Hinsicht für das Problem der vorliegenden Untersuchung war von besonderem Interesse die quantitative Festlegung der Konstanten der Richardsonschen Gleichung in einem solchen von Restgasen freien Vakuum. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt werden wird, tritt bei weiterer Verbesserung des Vakuums nicht etwa eine Verringerung des Effekts ein, sondern wie bereits aus den obigen Ausführungen zu folgern ist, liegt die wahre Ergiebigkeit des CaO ganz bedeutend oberhalb aller bisher beobachteter Emissionswerte. Durch das Auftreten der Raumladungserscheinung an sich, besonders aber durch den Nachweis der Existenz des reinen viel stärkeren Emissionsvermögens des CaO wird dann der Ring der vorliegenden Beweisführung geschlossen.

V.

Die Richardsonsche Gleichung und der Raumladungs-Grenzstrom.

Über die im Laufe der Zeit ziemlich umfangreich gewordene Theorie der Elektronen-Emission glühender Körper, sowie über die Elektrizitätsleitung im absoluten Vakuum ist vor kurzem von W. Schottky [1]) eine zusammenfassende Darstellung gegeben, zugleich mit einigen Hinweisen auf die auch in der vorliegenden Arbeit behandelten Diskrepanzen. Es genügt daher, wenn hier lediglich auf die bei der rechnerischen Kontrolle der Versuchsergebnisse in Betracht kommenden Bestimmungsgleichungen und Auswertungsmethoden näher eingegangen wird. Bei der Darstellung der Resultate der folgenden Versuche im extremen Vakuum sind zwei funktionale Beziehungen von fundamentaler Bedeutung. Die eine stellt den Elektrodenstrom als Funktion der Kathoden-Temperatur dar und wird mathematisch ausgedrückt durch die Richardsonsche Gleichung [2]), welche unter der Annahme, daß sich die Elektronen im Metall wie Gasmoleküle verhalten und dem Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungs-Gesetz gehorchen, folgende Form annimmt:

[1]) Schottky, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektron. XII. 147. 1915.
[2]) Richardson, Jahrb. d. Rad. u. Elektron. I. 300. 1904.

$$J = n\varepsilon \sqrt{\frac{RT}{2\pi m}} \cdot e^{\frac{-\psi}{RT}}$$

Hier ist I der Sättigungsstrom, n die Anzahl der Elektronen im ccm der emittierenden Substanz, T die absolute Temperatur, R die Gaskonstante für ein einzelnes Elektron, ε seine Ladung, m seine Masse und ψ die Arbeit, die es beim Austritt aus dem Molekülverband leistet. Setzt man:

$$A = n\varepsilon \sqrt{\frac{R}{2\pi m}}; \quad B = \frac{\psi}{R}.$$

so erhält man die bekannte Formel:

$$J = A\sqrt{T}e^{\frac{-B}{T}}.$$

Die zweite Beziehung stellt den Elektronenstrom als Funktion des angelegten Potentials und des Elektrodenabstandes dar und findet ihren mathematischen Ausdruck in der zuerst von Child[1]) für positive Ionen, später unabhängig davon von Langmuir[2]) und Schottky[3]) aufgestellten Raumladungsgleichung:

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{3/2}}{a^2}.$$

Diese Charakteristik wurde experimentell schon früher von Lilienfeld[4]) beobachtet und im Sinne einer Raumladungstheorie gedeutet. Von ihm wurde jedoch mit besonderem Nachdruck darauf hingewiesen[5]), daß im Gegensatz zu dem von ihm gefundenen quadratischen Gesetz, die Stromwerte, die mit der $^3/_2$ Potenz des Potentials ansteigen, sich durchaus inkonstant zeigten.

---

[1]) Child, Phys. Rev. 32. 492. 1911.
[2]) Langmuir, Phys. Rev. 2. 450. 1913.
[3]) Schottky, Phys. Zeitschr. 15. 656. 1914.
[4]) Lilienfeld, Habilitationsschrift 1910.
[5]) Lilienfeld, Annalen der Phys. 43. S. 28 (oben) 1914.

In der obigen Raumladungsgleichung ist i der durch die Raumladung begrenzte, also von der Kathodentemperatur unabhängige Elektronenstrom. V bedeutet das angelegte Potential, a ist der Abstand der parallelen ebenen Elektroden. Diese beiden Bestimmungsgleichungen stehen durch folgende Überlegung in logischem Zusammenhang: gibt man eine bestimmte Temperatur und den dadurch bestimmten Sättigungsstrom vor, so folgt (in dem Stromspannungsdiagramm) der übergehende Elektrodenstrom bei zunehmendem Potential so lange der obigen Raumladungsgleichung, d. h. der Strom wird so lange durch die Raumladung begrenzt, bis eine Spannung erreicht ist, deren Raumladungsgrenzstrom oberhalb des Sättigungsstromes liegt. Theoretisch müssen also alle beobachteten Stromwerte entweder durch die eine oder durch die andere Gleichung bestimmt sein, sodaß tatsächlich alle bei jeder Spannung und jeder Kathodentemperatur gemessenen Elektronenströme im absoluten Vakuum rechnerisch kontrollierbar sind (vgl. Langmuir). Da, wie ersichtlich, der Raumladungsgrenzstrom umgekehrt proportional dem Quadrate des Elektrodenabstandes ist, hat man es natürlich in der Hand, diesen Abstand der Ergiebigkeit der Kathode anzupassen und damit das Temperaturintervall abzustecken, in dem der Elektronenstrom nicht durch die Raumladung begrenzt, also durch die Richardsonsche Gleichung bestimmt ist. Bei der Auswertung der konstanten A und B dieser Gleichung wurde nach dem von Richardson angegebenen Verfahren vorgegangen. Die Richardsonsche Gleichung lautet logarithmiert:

$$\lg J = \lg A + \frac{1}{2}\lg T - \frac{B}{T}\lg e$$

Setzt man in dieser Gleichung:

$$u = \frac{1}{T},$$

$$v = \lg J - \frac{1}{2} \lg T,$$

$$a = \lg A,$$

$$b = B \cdot \lg e,$$

so erhält man die Gleichung einer Geraden:

$$v = a - bu.$$

Erfüllen also die Versuchsergebnisse die Bedingungen der Richardsonschen Gleichung, so müssen die erhaltenen Werte für u und v auf dieser Geraden liegen, wenn man sie als Abscissen und Ordinaten in einem rechtwinkligen Koordinaten-System einträgt.

Die graphische Darstellung der Raumladungsbedingung geschieht am besten in der Weise, daß man die in Volt-Ampere-Einheiten und nach Einführung des Wertes von e/m für Elektronen lautende Raumladungsgleichung:

$$i = \frac{2{,}33 \cdot 10^{-6} \cdot V^{3/2}}{a^2}$$

logarithmiert:

$$\lg i = \lg 2{,}33 \cdot 10^{-6} - 2 \lg a + {}^3/_2 \lg V$$

Führt man als neue Variable ein:

$$y = \lg i$$

$$x = \lg V$$

$$c = \lg 2{,}33 \cdot 10^{-6} - 2 \lg a$$

so erhält man wiederum die Gleichung einer Geraden:

$$y = c + {}^3/_2 x.$$

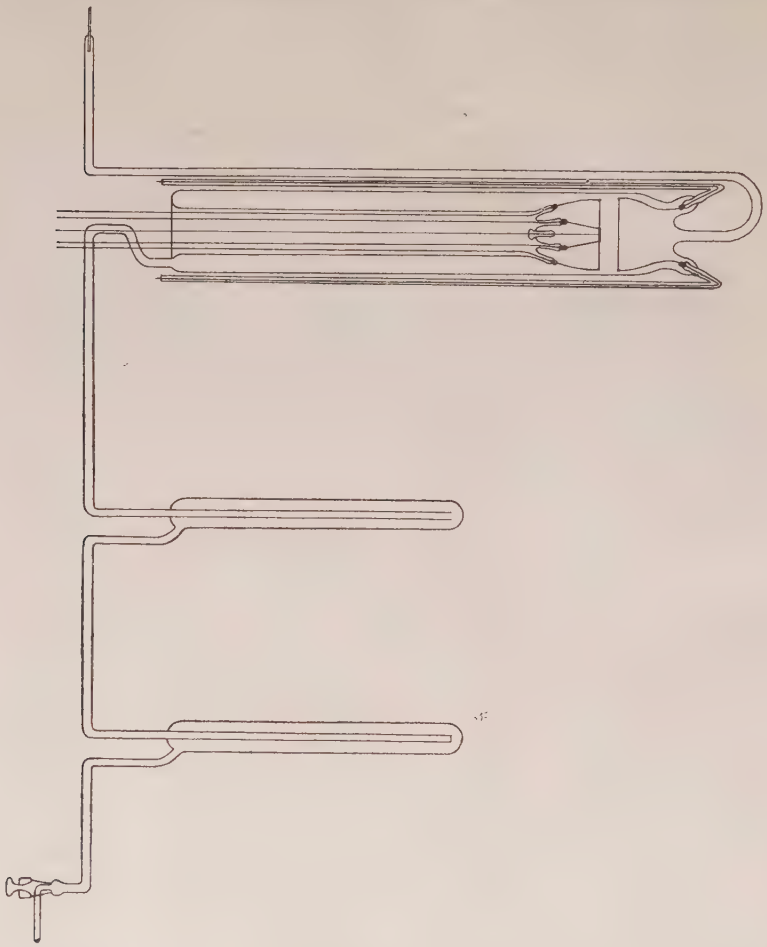
Es müssen also theoretisch die Logarithmen aller Stromwerte, die durch die Raumladung begrenzt, also von der Temperatur unabhängig sind, auf dieser Geraden mit dem Richtungsfaktor $^3/_2$ liegen, die die Ordinatenaxe im Abstande c schneidet. Bei

der rechnerischen Kontrolle der nachfolgenden Versuchsergebnisse ist also das logarithmische Stromspannungs-Diagramm am übersichtlichsten. In diesem Diagramm wird die Gesetzmäßigkeit der Richardsonschen Gleichung durch parallele zu Abscisse verlaufende Gerade dargestellt, deren Abstand sich aus den, aus den Versuchsresultaten zu bestimmenden Konstanten ergibt. Die Bedingungen der Raumladungsgleichung stellen sich, wie gesagt, in diesem Diagramm ebenfalls durch eine Gerade dar. Diese verläuft mit dem Richtungsfaktor $^3/_2$ gegen die Geraden der Richardsonschen Gleichung und schneidet die Ordinate in einem durch die Länge der Entladungsbahn bestimmten Abstand. Aus diesem Diagramm kann also gleichzeitig die gewonnene Übereinstimmung der Meßresultate mit beiden durch die Theorie geforderten Gesetzmäßigkeiten ersehen werden.

Zum ersten Male gelang es bei den vorliegenden Untersuchungen durch die in der Vorveröffentlichung[1]) beschriebene Vorsichtsmaßregeln die Raumladungserscheinung in quantitativer Übereinstimmung mit den aus dem Elektrodenabstand berechneten Stromwerten nachzuweisen. Bei dieser Anordnung war durch Einschalten einer zweiten Gasfalle, die gleichzeitig mit dem Versuchsrohr hoch erhitzt und dann in flüssige Luft gesetzt worden war, für die Beseitigung der aus dem Kontrollversuch erkannten schädlichen Einflüsse des Kaliums gesorgt worden. Eine Erleichterung der Arbeitsweise wurde jedoch erst durch völligen Ausschluß des Kaliums erreicht. Die endgültig angewendete Versuchsanordnung, mit der die Raumladungserscheinung quantitativ bei jeder verwendeten Wehnelt-Elektrode nachgewiesen und verhältnismäßig leicht reproduziert werden kann, ist in Figur 10 schematisch dargestellt. Das

[1]) Germershausen, loc. cit.

Versuchsrohr V hatte die in Figur 6 näher beschriebene Konstruktion, die sich außerordentlich gut bewährte, wenn auch bei der Kompliziertheit des Apparates hin und wieder



Figur 10.

das Springen einer der acht Einschmelzstellen unvermeidlich war. Die Evakuation geschah in folgender Weise: Zuerst wurden gleichzeitig das Versuchsrohr und die beiden Gasfallen auf ca. 450° erhitzt und ebenso die CaO-Elektrode und die

Elektrodenbleche einige Stunden ausgeglüht. Dann wurde die der Pumpe zunächst liegende Gasfalle abgekühlt und in flüssige Luft gesetzt, während die andere Gasfalle und das Versuchsrohr einige Stunden weiter erhitzt blieben. Hierauf wurde in gleicher Weise mit der zweiten Gasfalle verfahren, und zuletzt das Versuchsrohr abgekühlt und ebenfalls in flüssige Luft gesetzt. Die kurzen Verbindungsrohre wurden in gleicher Weise zur Entgasung erhitzt. Durch dieses Verfahren, das wiederholt erprobt wurde, gelingt es innerhalb eines Tages, das gewünschte Vakuum zu erzielen. Da, wie gesagt, hin und wieder Reparaturen an den Versuchsrohren notwendig wurden, bot sich hierdurch wiederholt die Gelegenheit, die Veränderung des Effekts des CaO bei der allmählichen Verbesserung des Vakuum näher zu untersuchen; gleichzeitig wurde dadurch auch der Beweis der vollkommenen Reproduzierbarkeit der gewonnenen Versuchsergebnisse erbracht. Als wichtigste Tatsache ist zuerst hervorzuheben, daß die Emissionsfähigkeit sich bei fortschreitendem Reinheitsgrad stets außerordentlich steigert. Hierbei wird der größere Reinheitsgrad immer zuerst bei den höheren Temperaturen erreicht. In gleicher Weise tritt auch bei diesen Temperaturen zuerst mit größerer Genauigkeit die Raumladungscharakteristik auf. Bei dem Übergangsstadium zu dem schließlich erreichbaren extremen Vakuum ist es auf diese Weise möglich, daß, obwohl von 1000° an die Raumladungscharakteristik in ziemlicher Genauigkeit erreicht ist, sich doch noch durch die bei Temperaturvariation nach niedrigeren Temperaturen auftretende Verzögerungserscheinung die letzten Gasreste bemerkbar machen. Daß diese Verzögerungserscheinung stets ein Kriterium für die Gegenwart von Restgasen ist, geht auch daraus hervor, daß bei dem Temperaturanstieg die

Richardsonschen Konstanten stets höher liegen und starke Schwankungen zeigen, während sie bei Temperaturabfall stets niedriger und ziemlich konstant sind. Es erklärt sich diese Erscheinung durch die Annahme, daß bei der Temperatursteigerung die Adsorbtionsschicht der Restgase von der Kathode langsam abdestilliert. Durch die Gegenwart dieser Adsorbtionsschicht elektronegativer Gasreste wird natürlich die Austrittsarbeit des Elektrons erhöht. Bei der Abdestillation der Gasschicht wird die Austrittsarbeit zwar kleiner, gleichzeitig aber auch die Richardsonsche Gesetzmäßigkeit gestört werden. Bei der angewendeten Höchsttemperatur wird dann die Kathode bis zu einem gewissen Grade von der Adsorbtionsschicht befreit sein. Dieser Reinheitsgrad verschlechtert sich bei sinkender Temperatur nur langsam, sodaß die Richardsonsche Gesetzmäßigkeit ziemlich ungestört erscheint, obwohl natürlich bei allen Resultaten ein konstanter, von dem bei der Höchsttemperatur erreichten Reinheitsgrad abhängender Korrektionsfaktor anzubringen sein kann. In der Tabelle 19 ist ein typisches Beispiel für die allgemein beobachtete Verzögerungserscheinung gegeben und die bei Temperaturanstieg und Abfall beobachteten Konstanten der Richardsonschen Gleichung eingetragen. Wie ersichtlich, zeigen sich bei dem Temperaturanstieg ziemliche Abweichungen von der Richardsonschen Gesetzmäßigkeit und die Konstanten sind beide im Mittel sehr hoch. Bei dem Temperaturabfall ist dagegen die Richardsonsche Gleichung viel besser erfüllt und die Konstanten sind zu bedeutend niedrigeren Werten gesunken. Kurventafel 6 gibt eine graphische Darstellung der Richardsonschen Beziehung bei Temperaturanstieg und Abfall. Nachdem sich also bei der allmählichen Verbesserung des Vakuums gezeigt hatte, daß trotz des Auftretens der berechneten

Tabelle XIX.

Temp.	$x = \frac{1}{T_{abs.}}$	JAmp.	Je. s. e.	y
1000 ° C	$7{,}8554 \cdot 10^{-4}$	$9{,}3 \cdot 10^{-}$	$2{,}79 \cdot 10^{4}$	2,8932
1050 ° C	$7{,}5586 \cdot 10^{-4}$	$2{,}79 \cdot 10^{-5}$	$8{,}37 \cdot 10^{4}$	3,3619
1100 ° C	$7{,}2833 \cdot 10^{-4}$	$9{,}61 \cdot 10^{-5}$	$2{,}883 \cdot 10^{7}$	3,8910
1150 ° C	$7{,}0275 \cdot 10^{-4}$	$2{,}74 \cdot 10^{-4}$	$8{,}22 \cdot 10^{5}$	4,3383
1200 ° C	$6{,}7889 \cdot 10^{-4}$	$8{,}0 \cdot 10^{-4}$	$2{,}4 \cdot 10^{6}$	4,7961

b	B	ψ	δε	a	A
15730	36220	$4{,}85 \cdot 10^{-12}$	3,12 Volt	15,2432	$1{,}79 \cdot 10^{15}$
19240	44300	$5{,}94 \cdot 10^{-12}$	3,81 Volt	17,9019	$7{,}98 \cdot 10^{17}$
17070	40230	$5{,}39 \cdot 10^{-12}$	3,45 Volt	16,6170	$4{,}14 \cdot 10^{16}$
19200	44290	$5{,}93 \cdot 10^{-12}$	3,81 Volt	17,8583	$7{,}20 \cdot 10^{17}$

$A = \underline{5{,}19 \cdot 10^{17}}$ Mittelwert

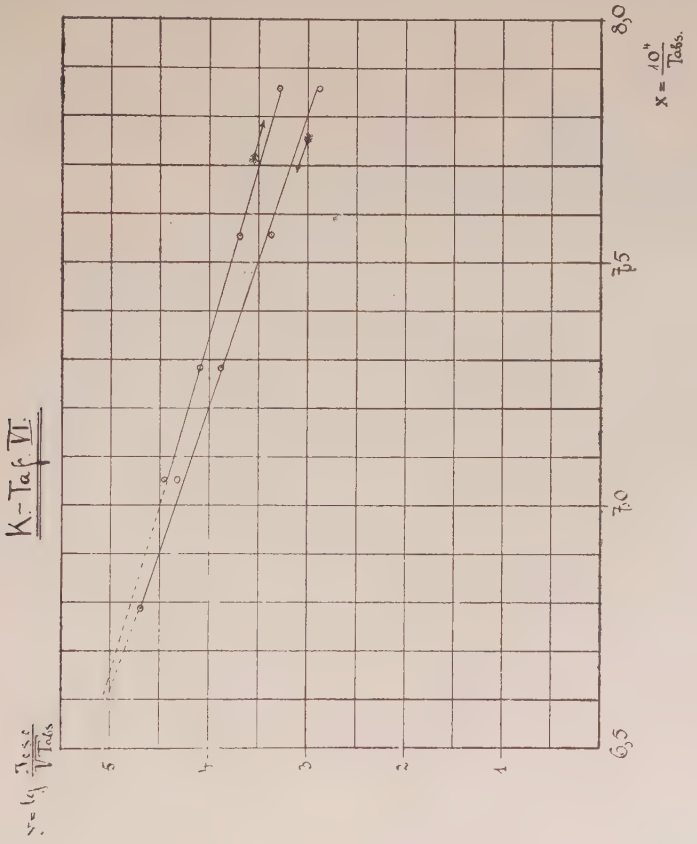
$B = \underline{41260}$ Mittelwert

Tabelle XIX. (Fortsetzung.)

Temp.	$x = \frac{1}{\text{Tabs.}}$	JAmp.	Je. s. e.	y	b	B	ψ	δε	a	A
1200 ° C	$6{,}7889 \cdot 10^{-4}$	$8{,}0 \cdot 10^{-4}$	$2{,}4 \cdot 10^{6}$	4,7961	14350	33040	$4{,}4 \cdot 10^{-12}$	2,85 Volt	14,5376	$3{,}44 \cdot 10^{-14}$
1150 ° C	$7{,}0275 \cdot 10^{-4}$	$3{,}456 \cdot 10^{-4}$	$1{,}036 \cdot 10^{6}$	4,4546	14460	33300	$4{,}46 \cdot 10^{-12}$	2,86 Volt	14,6154	$4{,}12 \cdot 10^{-14}$
1100 ° C	$7{,}2833\ 10^{-4}$	$1{,}503 \cdot 10^{-4}$	$4{,}5 \cdot 10^{5}$	4,0844	14470	33300	$4{,}46 \cdot 10^{-12}$	2,86 Volt	14,6264	$4{,}23 \cdot 10^{-14}$
1050 ° C	$7{,}5586 \cdot 10^{-4}$	$5{,}89 \cdot 10^{-5}$	$1{,}767 \cdot 10^{5}$	3,6864	13230	30470	$4{,}08 \cdot 10^{-12}$	2,62 Volt	13,7320	$5{,}4 \cdot 10^{-13}$
1000 ° C	$7{,}8554 \cdot 10^{-4}$	$2{,}33 \cdot 10^{-5}$	$6{,}99 \cdot 10^{4}$	3,2921						

$$A = \underline{3{,}08 \cdot 10^{14}} \quad \text{Mittelwert} \qquad B = \underline{3252(8)} \quad \text{Mittelwert}$$

Raumladungscharakteristik bei höheren Temperaturen, dennoch Restgase vorhanden sein können, die sich durch eine Störung der Richardsonschen Konstanten bei den niedrigeren Tempe-



raturen bemerkbar machen, gelangt man zu dem wichtigen Resultat, daß das Auftreten der Raumladungscharakteristik ohne die Kenntnis der angewendeten Kathodentemperatur kein Kriterium für den Reinheitsgrad des Vakuums ist, nachdem natürlich überhaupt schon ein Vakuum erreicht ist, indem bei irgend einer Temperatur der aus der Elektrodenanordnung

berechnete Raumladungsgrenzstrom auftritt. Angenommen, das Vakuum hätte sich in der Zeit zwischen zwei Meßreihen verschlechtert und die Kathode eine Gasschicht adsorbiert, so würde es dennoch und zwar von einer etwas höheren Kathodentemperatur an, möglich sein, praktisch dieselben von der Temperatur unabhängigen Raumladungsgrenzströme festzustellen, wie bei der vorhergehenden Meßreihen, die Gegenwart der letzten Restgase sich also vollkommen der Beobachtung entziehen. Es erklärt sich dies daraus, daß diese letzten Restgase nur eine Störung der Raumladungscharakteristik hervorrufen, die innerhalb der Meßfehler der Versuchskonstanten, vor allem des angelegten Potentials und des Elektrodenabstandes liegt. Abgesehen von der Bedeutung der Erreichbarkeit der Raumladungsbedingungen für den Emissionsmechanismus der Kathode überhaupt, ist sie also an sich noch nicht ein Kriterium dafür, einen bei jeder Temperatur ungestörten Richardson-Effekt zu messen. Ein Kriterium für die Beurteilung des erzielten Reinheitsgrades ist vielmehr die Kenntnis der unteren Temperaturgrenze, bis zu der die Raumladungscharakteristik quantitativ auftritt, ferner die Festlegung des Temperaturintervalls, innerhalb dessen bei Temperaturvariation keine Verzögerung des Effekts zu beobachten ist, die Richardsonschen Konstanten also unabhängig von der Kathodentemperatur sind. Wenn es sich darum handelt, die Richardsonschen Konstanten eines reinen Metalls festzustellen, so wird dem Auftreten des vorher berechneten Raumladungsgrenzstroms an sich keine weitere Bedeutung beizumessen sein, als daß dadurch in der angegebenen Weise eine Beurteilung des erzielten Reinheitsgrades ermöglicht wird. Eine vollkommen andere Bedeutung ist jedoch dem Auftreten dieses Raumladungsgrenzstroms für

das Problem der vorliegenden Arbeit zuzusprechen. Von dem Standpunkt der Erfahrungen mit der Wehnelt-Elektrode, von dem aus die vorliegenden Untersuchungen begonnen wurden, erschien es überhaupt unmöglich, mit der CaO-Elektrode die Raumladungswirkung bis zu dem vorher berechneten, nur von der Elektrodenkonfiguration abhängigen Raumladungsgrenzstrom quantitativ zu reproduzieren. Es ergibt sich dies aus den Forderungen, die der quantitative Nachweis dieses von der Elektronenquelle vollkommen unabhängigen Raumladungsgrenzstroms an die Vakuumbedingungen und damit an den Emissionsmechanismus der Kathode stellt. Mit der Beseitigung aller positiver Ionen fordert dieser Nachweis zugleich die vollkommene Unabhängigkeit des Emissionsvorganges der Kathode von irgendwelcher Gasabgabe. Einerseits gelang es bei den bisherigen Untersuchungen anderer Forscher an der CaO-Elektrode trotz viel niedrigerer Belastungen, als wie sie bei den folgenden Versuchen zu beobachten sein werden, überhaupt nicht einen konstanten Vakuumeffekt zu erzielen, wofür allerdings die elektrochemische Emissionstheorie eine Erklärung gab, gleichzeitig aber es auch unmöglich erschien, mit der CaO-Elektrode quantitativ reproduzierbare Versuchsresultate zu erzielen. Andererseits wurde bisher auch fast immer direkt eine Gasabgabe des glühenden CaO konstatiert, wenn auch gleichzeitig darauf hingewiesen wurde, daß diese Gasabgabe nicht in ursächlichem Zusammenhang mit der Elektronenemission steht (vgl. Frank Horton). Daß die CaO-Elektrode überhaupt ohne jede Gasabgabe wirksam ist, wurde bisher wohl allein von Lilienfeld[1]) behauptet, auf Grund ihrer Identität mit einer Tantalelektrode

[1]) Lilienfeld, loc. cit.

in Bezug auf die von Lilienfeld beobachtete quadratische Entladungscharakteristik im extremen Vakuum. Den endgültigen Beweis hierfür, kann jedoch, abgesehen von den Resultaten in reaktionsfähigen Gasen, vor allem erst der quantitative Nachweis der Raumladungserscheinung erbringen. Die Anforderung, die damit an die Versuchsbedingungen gestellt wird, steigern sich insofern, als man nicht, wie bei den quantitativen Messungen im Wasserstoff nur relative Verhältniszahlen der verschiedenen Elektronenströme unter sich untersucht, sondern jetzt die durch die Raumladungswirkung festgelegten, allein durch den Elektrodenabstand bestimmten absoluten Stromwerte experimentell nachzuweisen hat, die an sich vollkommen unabhängig von der Art und der Ergiebigkeit der Elektronenquelle sind.

Es wurden im Ganzen mit fünf verschiedenen Wehnelt-Elektroden bei verschiedenen Elektrodenabständen die berechneten Raumladungsgrenzströme jedesmal mit großer Genauigkeit experimentell bestätigt gefunden, wobei, wie noch gezeigt wird, die angewendete Elektrodenanordnung der parallelen Platten sich sehr gut bewährte und Korrektionen, die den Spannungsabfall innerhalb der Kathode sowie die Aufhebung der Thomsonschen Bildkraft berücksichtigen, nicht angebracht werden brauchten. Ebenso konnte der Elektrodenabstand für alle wirksamen Oberflächenelemente der Kathode als gleich angenommen und aus drei Ablesungen hinreichend genau bestimmt werden. Als Beispiel für die erzielten Resultate sollen nun hier die Ergebnisse einer Versuchsreihe, die sich auf acht Tage erstreckte und mit der gleichzeitig auch die Wirkung des Wasserstoffs auf die Raumladungserscheinung untersucht wurde, vorgeführt werden. Wie bei allen Versuchsreihen, die mit der neuen Anordnung im extremen

Vakuum angestellt wurden, war auch bei dieser bei fortschreitender Entgasung eine ganz bedeutende Steigerung des Effekts zu beobachten. Bei dem vorliegenden Beispiel zeigte die Elektrode, bevor das Versuchsrohr erhitzt worden war, nach etwa zweistündiger Evakuation einen Sättigungsstrom von $2{,}1 \cdot 10^{-5}$ Ampere bei 1100° C. Daß dieser Sättigungsstrom aber nicht der wahren Ergiebigkeit der Kathode entsprach, sondern ein durch Restgase stark herabgesetzter Effekt war, zeigte sich, nachdem durch die beschriebene Entgasungsmethode sich der reine, vollkommen konstante Vakuum-Effekt eingestellt hatte, bei dem für 1100° eine noch bei 400 Volt durch die Raumladung begrenzte Elektronenemission von $7{,}7 \cdot {}^{-3}$ Amp. gemessen wurde, der Effekt sich also um das Hundertfache gesteigert hatte. Eine noch beträchtlichere Erhöhung erfuhr die Emission naturgemäß bei den niedrigeren Temperaturen, wie überhaupt hier sich erst zuletzt vollkommene Konstanz einstellte. Über den Fortschritt des Reinheitsgrades gibt übrigens auch der Gang des Galvanometers Aufschluß; während die Galvanometerausschläge zuerst den Potentialveränderungen nur sehr langsam folgen, gegen die geringsten Temperaturschwankungen aber sehr empfindlich sind, stellt sich das Galvanometer bei größerem Reinheitsgrad sehr schnell auf die den verschiedenen Spannungen entsprechenden Ausschläge ein und ist gegen Temperaturschwankungen, abgesehen natürlich von den Sättigungsströmen, fast indifferent. In der Tabelle 20 sind die Stromwerte des reinen Effekts des CaO im extremen Vakuum eingetragen. Nachdem innerhalb eines Tages bei fortschreitender Entgasung sich der Effekt allmählich gesteigert hatte, wurden diese Stromwerte an drei Tagen vollkommen konstant beobachtet und es muß mit besonderem Nachdruck darauf hingewiesen

Tabelle XX.

Volt	a = 1,178 cm	Raumladungs-Grenzstrom	1300° C	1250° C	1200° C	1150° C
2	lg $J_{Amp.}$	$0{,}677^{-6}$	$0{,}477^{-5}$	$0{,}398^{-5}$	$0{,}301^{-5}$	$0{,}176^{-5}$
	$J_{Amp.}$	$4{,}75 \cdot 10^{-6}$	$3{,}0 \cdot 10^{-5}$	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$	$2{,}0 \cdot 10^{-5}$	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$
4	lg $J_{Amp.}$	$0{,}128^{-5}$	$0{,}643^{-5}$	$0{,}591^{-5}$	$0{,}477^{-5}$	$0{,}398^{-5}$
	$J_{Amp.}$	$1{,}34 \cdot 10^{-5}$	$4{,}4 \cdot 10^{-5}$	$3{,}9 \cdot 10^{-5}$	$3{,}0 \cdot 10^{-5}$	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$
8	lg $J_{Amp.}$	$0{,}580^{-5}$	$0{,}881^{-5}$	$0{,}833^{-5}$	$0{,}763^{-5}$	$0{,}699^{-5}$
	$J_{Amp.}$	$3{,}80 \cdot 10^{-5}$	$7{,}6 \cdot 10^{-5}$	$6{,}8 \cdot 10^{-5}$	$5{,}8 \cdot 10^{-5}$	$5{,}0 \cdot 10^{-5}$
12	lg $J_{Amp.}$	$0{,}844^{-5}$	$0{,}041^{-4}$	$0{,}009^{-4}$	$0{,}954^{-5}$	$0{,}903^{-5}$
	$J_{Amp.}$	$6{,}98 \cdot 10^{-5}$	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$	$1{,}02 \cdot 10^{-4}$	$9{,}0 \cdot 10^{-5}$	$8{,}0 \cdot 10^{-5}$
16	lg $J_{Amp.}$	$0{,}031^{-4}$	$0{,}176^{-4}$	$0{,}146^{-4}$	$0{,}093^{-4}$	$0{,}037^{-4}$
	$J_{Amp.}$	$1{,}07 \cdot 10^{-4}$	$1{,}5 \cdot 10^{-4}$	$1{,}4 \cdot 10^{-4}$	$1{,}24 \cdot 10^{-4}$	$1{,}09 \cdot 10^{-4}$
20	lg $J_{Amp.}$	$0{,}177^{-4}$	$0{,}279^{-4}$	$0{,}265^{-4}$	$0{,}210^{-4}$	$0{,}164^{-4}$
	$J_{Amp.}$	$1{,}50 \cdot 10^{-4}$	$1{,}9 \cdot 10^{-4}$	$1{,}84 \cdot 10^{-4}$	$1{,}62 \cdot 10^{-4}$	$1{,}46 \cdot 10^{-4}$
30	lg $J_{Amp.}$	$0{,}441^{-4}$	$0{,}518^{-4}$	$0{,}491^{-4}$	$0{,}447^{-4}$	$0{,}415^{-4}$
	$J_{Amp.}$	$2{,}76 \cdot 10^{-4}$	$3{,}3 \cdot 10^{-4}$	$3{,}1 \cdot 10^{-4}$	$2{,}8 \cdot 10^{-6}$	$2{,}6 \cdot 10^{-4}$
50	lg $J_{Amp.}$	$0{,}773^{-4}$	$0{,}826^{-4}$	$0{,}799^{-4}$	$0{,}763^{-4}$	$0{,}720^{-4}$
	$J_{Amp.}$	$5{,}93 \cdot 10^{-4}$	$6{,}7 \cdot 10^{-4}$	$6{,}3 \cdot 10^{-4}$	$5{,}8 \cdot 10^{-4}$	$5{,}25 \cdot 10^{-4}$
75	lg $J_{Amp.}$	$0{,}038^{-3}$	$0{,}064^{-4}$	$0{,}041^{-3}$	$0{,}000^{-3}$	$0{,}964^{-4}$
	$J_{Amp.}$	$1{,}09 \cdot 10^{-3}$	$1{,}16 \cdot 10^{-3}$	$1{,}1 \cdot 10^{-3}$	$1{,}0 \cdot 10^{-3}$	$9{,}2 \cdot 10^{-4}$
100	lg $J_{Amp.}$	$0{,}225^{-3}$	$0{,}255^{-3}$	$0{,}230^{-3}$	$0{,}190^{-5}$	$0{,}149^{-3}$
	$J_{Amp.}$	$1{,}68 \cdot 10^{-3}$	$1{,}8 \cdot 10^{-3}$	$1{,}7 \cdot 10^{-3}$	$1{,}55 \cdot 10^{-3}$	$1{,}41 \cdot 10^{-3}$
150	lg $J_{Amp.}$	$0{,}489^{-3}$	$0{,}518^{-3}$	$0{,}477^{-3}$	$0{,}447^{-3}$	$0{,}401^{-3}$
	$J_{Amp.}$	$3{,}08 \cdot 10^{-3}$	$3{,}3 \cdot 10^{-3}$	$3{,}0 \cdot 10^{-3}$	$2{,}8 \cdot 10^{-3}$	$2{,}52 \cdot 10^{-3}$
200	lg $J_{Amp.}$	$0{,}677^{-3}$	$0{,}690^{-3}$	$0{,}667^{-3}$	$0{,}628^{-3}$	$0{,}580^{-3}$
	$J_{Amp.}$	$4{,}75 \cdot 10^{-3}$	$4{,}9 \cdot 10^{-3}$	$4{,}65 \cdot 10^{-3}$	$4{,}25 \cdot 10^{-3}$	$3{,}8 \cdot 10^{-3}$
250	lg $J_{Amp.}$	$0{,}822^{-3}$	$0{,}826^{-3}$	$0{,}806^{-3}$	$0{,}763^{-3}$	$0{,}708^{-3}$
	$J_{Amp.}$	$6{,}64 \cdot 10^{-3}$	$6{,}7 \cdot 10^{-3}$	$6{,}4 \cdot 10^{-3}$	$5{,}8 \cdot 10^{-3}$	$5{,}1 \cdot 10^{-3}$
300	lg $J_{Amp.}$	$0{,}941^{-3}$	$0{,}944^{-3}$	$0{,}924^{-3}$	$0{,}869^{-3}$	$0{,}813^{-3}$
	$J_{Amp.}$	$8{,}72 \cdot 10^{-3}$	$8{,}8 \cdot 10^{-3}$	$8{,}4 \cdot 10^{-3}$	$7{,}4 \cdot 10^{-3}$	$6{,}5 \cdot 10^{-3}$
350	lg $J_{Amp.}$	$0{,}041^{-2}$	$0{,}045^{-2}$	$0{,}013^{-2}$	$0{,}968^{-3}$	$0{,}903^{-3}$
	$J_{Amp.}$	$1{,}10 \cdot 10^{-2}$	$1{,}11 \cdot 10^{-2}$	$1{,}03 \cdot 10^{-2}$	$9{,}3 \cdot 10^{-3}$	$8{,}0 \cdot 10^{-3}$
400	lg $J_{Amp.}$	$0{,}128^{-2}$	$0{,}124^{-2}$	$0{,}097^{-2}$	$0{,}049^{-2}$	$0{,}978^{-3}$
	$J_{Amp.}$	$1{,}34 \cdot 10^{-2}$	$1{,}33 \cdot 10^{-2}$	$1{,}25 \cdot 10^{-2}$	$1{,}12 \cdot 10^{-2}$	$9{,}5 \cdot 10^{-3}$

Tabelle XX.

1100 ° C	1050 ° C	1000 ° C	950 ° C	900 ° C	850 ° C	800 ° C
0,068 $^{-5}$	0,930 $^{-6}$	0,699 $^{-6}$	0,491 $^{-6}$	0,192 $^{-6}$	0,539 $^{-7}$	0,943 $^{-8}$
1,17 · 10 $^{-5}$	8,5 · 10 $^{-6}$	5,0 · 10 $^{-6}$	3,1 · 10 $^{-6}$	1,55 · 10 $^{-6}$	3,46 · 10 $^{-7}$	8,77 · 10 $^{-8}$
0,301 $^{-5}$	0,176 $^{-5}$	0,000 $^{-5}$	0,869 $^{-6}$	0,599 $^{-6}$	0,143 $^{-6}$	0,596 $^{-7}$
2,0 · 10 $^{-5}$	1,5 · 10 $^{-5}$	1,0 · 10 $^{-5}$	7,4 · 10 $^{-6}$	3,97 · 10 $^{-6}$	1,39 · 10 $^{-6}$	3,94 · 10 $^{-7}$
0,602 $^{-5}$	0,491 $^{-5}$	0,398 $^{-5}$	0,279 $^{-5}$	0,083 $^{-5}$	0,757 $^{-6}$	0,238 $^{-7}$
4,0 · 10 $^{-5}$	3,1 · 10 $^{-5}$	2,5 · 10 $^{-5}$	1,9 · 10 $^{-5}$	1,21 · 10 $^{-5}$	5,72 · 10 $^{-6}$	1,73 · 10 $^{-6}$
0,820 $^{-5}$	0,756 $^{-5}$	0,681 $^{-5}$	0,568 $^{-5}$	0,380 $^{-5}$	0,100 $^{-5}$	0,643 $^{-6}$
6,6 · 10 $^{-5}$	5,7 · 10 $^{-5}$	4,8 · 10 $^{-5}$	3,7 · 10 $^{-5}$	2,4 · 10 $^{-5}$	1,26 · 10 $^{-5}$	4,4 · 10 $^{-6}$
0,987 $^{-5}$	0,930 $^{-5}$	0,851 $^{-5}$	0,740 $^{-5}$	0,572 $^{-5}$	0,305 $^{-5}$	0,892 $^{-6}$
9,7 · 10 $^{-5}$	8,5 · 10 $^{-5}$	7,1 · 10 $^{-5}$	5,5 · 10 $^{-5}$	3,73 · 10 $^{-5}$	2,02 · 10 $^{-5}$	7,8 · 10 $^{-6}$
0,127 $^{-4}$	0,072 $^{-4}$	0,000 $^{-4}$	0,903 $^{-5}$	0,740 $^{-5}$	0,491 $^{-5}$	0,093 $^{-5}$
1,34 · 10 $^{-4}$	1,18 · 10 $^{-4}$	1,0 · 10 $^{-4}$	8,0 · 10 $^{-5}$	5,5 · 10 $^{-5}$	3,1 · 10 $^{-5}$	1,24 · 10 $^{-5}$
0,380 $^{-4}$	0,326 $^{-4}$	0,267 $^{-4}$	0,164 $^{-4}$	0,013 $^{-4}$	0,782 $^{-5}$	0,314 $^{-5}$
2,4 · 10 $^{-4}$	2,12 · 10 $^{-4}$	1,85 · 10 $^{-4}$	1,46 · 10 $^{-4}$	1,03 · 10 $^{-4}$	6,05 · 10 $^{-5}$	2,06 · 10 $^{-5}$
0,695 $^{-4}$	0,653 $^{-4}$	0,591 $^{-4}$	0,477 $^{-4}$	0,322 $^{-4}$	0,924 $^{-5}$	0,386 $^{-5}$
4,95 · 10 $^{-4}$	4,5 · 10 $^{-4}$	3,9 · 10 $^{-4}$	3,0 · 10 $^{-4}$	2,1 · 10 $^{-4}$	8,40 · 10 $^{-5}$	2,43 · 10 $^{-5}$
0,929 $^{-4}$	0,880 $^{-4}$	0,826 $^{-4}$	0,699 $^{-4}$	0,401 $^{-4}$	0,949 $^{-5}$	0,398 $^{-5}$
8,5 · 10 $^{-4}$	7,6 · 10 $^{-4}$	6,7 · 10 $^{-4}$	5,0 · 10 $^{-4}$	2,52 · 10 $^{-4}$	8,9 · 10 $^{-5}$	2,50 · 10 $^{-5}$
0,114 $^{-3}$	0,045 $^{-3}$	0,987 $^{-4}$	0,785 $^{-4}$	0,425 $^{-4}$	0,949 $^{-5}$	0,398 $^{-5}$
1,3 · 10 $^{-3}$	1,11 · 10 $^{-3}$	9,7 · 10 $^{-4}$	6,1 · 10 $^{-4}$	2,66 · 10 $^{-4}$	8,90 · 10 $^{-5}$	2,50 · 10 $^{-5}$
0,342 $^{-3}$	0,279 $^{-3}$	0,155 $^{-3}$	0,851 $^{-4}$	0,447 $^{-4}$	0,949 $^{-5}$	0,398 $^{-5}$
2,2 · 10 $^{-3}$	1,9 · 10 $^{-3}$	1,43 · 10 $^{-3}$	7,1 · 10 $^{-4}$	2,80 · 10 $^{-4}$	8,90 · 10 $^{-5}$	2,50 · 10 $^{-5}$
0,505 $^{-3}$	0,441 $^{-3}$	0,243 $^{-3}$	0,880 $^{-4}$	0,447 $^{-4}$	0,949 $^{-5}$	0,398 $^{-5}$
3,2 · 10 $^{-3}$	2,76 · 10 $^{-3}$	1,75 · 10 $^{-3}$	7,6 · 10 $^{-4}$	2,80 · 10 $^{-4}$	8,90 · 10 $^{-5}$	2,50 · 10 $^{-5}$
0,633 $^{-3}$	0,532 $^{-3}$	0,297 $^{-3}$	0,898 $^{-4}$	0,447 $^{-4}$	0,943 $^{-5}$	0,398 $^{-5}$
4,3 · 10 $^{-3}$	3,4 · 10 $^{-3}$	1,9 · 10 $^{-3}$	7,90 · 10 $^{-4}$	2,80 · 10 $^{-4}$	8,90 · 10 $^{-5}$	2,50 · 10 $^{-5}$
0,732 $^{-3}$	0,602 $^{-3}$	0,301 $^{-3}$	0,898 $^{-4}$	0,447 $^{-4}$	0,949 $^{-5}$	0,398 $^{-5}$
5,4 · 10 $^{-3}$	4,0 · 10 $^{-3}$	2,0 · 10 $^{-3}$	7,90 · 10 $^{-4}$	2,80 · 10 $^{-4}$	8,90 · 10 $^{-5}$	2,50 · 10 $^{-5}$
0,813 $^{-3}$	0,635 $^{-3}$	0,312 $^{-3}$	0,898 $^{-4}$	0,447 $^{-4}$	0,949 $^{-5}$	3,398 $^{-5}$
6,5 · 10 $^{-3}$	4,5 · 10 $^{-3}$	2,05 · 10 $^{-3}$	7,90 · 10 $^{-4}$	2,80 · 10 $^{-4}$	8,90 · 10 $^{-5}$	2,50 · 10 $^{-5}$
0,886 $^{-3}$	0,690 $^{-3}$	0,312 $^{-3}$	0,898 $^{-4}$	0,447 $^{-4}$	0,949 $^{-5}$	0,398 $^{-5}$
7,7 · 10 $^{-3}$	4,9 · 10 $^{-3}$	2,05 · 10 $^{-3}$	7,90 · 10 $^{-4}$	2,80 · 10 $^{-4}$	8,90 · 10 $^{-5}$	2,50 · 10 $^{-5}$

werden, daß diese Konstanz ganz unabhängig von der Belastungsdauer der Elektrode aufrecht erhalten blieb. Obwohl bei der Aufnahme dieser in der Tabelle angegebenen Werte die Elektrode jedesmal ca. 2 Stunden belastet wurde, wurde außerdem noch durch eine Dauerbelastung von 3 Stunden mit $1{,}33 \cdot 10^{-2}$ Amp. bei 400 Volt und 1300° C. die Konstanz des Effekts geprüft. Auch nach dieser für die kleine wirksame Oberfläche von ungefähr 10 qumm außerordentlich starken Belastung zeigten sich sämtliche Stromwerte vollkommen konstant. Ebenso blieb der Effekt unverändert, als das Versuchsrohr in flüssige Luft gesetzt worden war. Es war dies, abgesehen von dem erreichten Vakuum durchaus zu erwarten, da bei der angewendeten Elektrodenanordnung die Glaswände des Versuchsrohres bei der Belastung nicht heiß wurden und vor allem auch gegen jegliche Aufladung geschützt waren. Um diese Meßresultate nun einer quantitativen Kontrolle zu unterziehen, hat man die erhaltenen Stromwerte in zwei Gruppen zu scheiden, wie dies auch in der Tabelle durch die stark ausgezogenen Trennungslinien angedeutet ist. Die eine Gruppe, der bei der vorliegenden Meßreihe die Mehrzahl der Stromwerte angehört, folgt der Raumladungscharakteristik, d. h. die Ströme nehmen mit der $^3/_2$ Potenz der angelegten Spannungen zu und können theoretisch die in der ersten Spalte der Tabelle verzeichneten, aus dem Elektrodenabstand berechneten Raumladungsgrenzströme nicht überschreiten. Abgesehen von dem Vergleich der Zahlenwerte in der Tabelle gibt die Kurventafel 7 ein anschauliches Bild von der erzielten Übereinstimmung. In dieser Tafel sind die Logarithmen der Stromwerte als Ordinaten, die Logarithmen der Spannungen als Abscissen eingetragen. Die ausgezogene Gerade mit dem Richtungsfaktor $^3/_2$ stellt die für den verwendeten Elektroden-

abstand von 1,178 cm berechneten Raumladungsgrenzströme für die verschiedenen Spannungen dar. Bei diesem Elektrodenabstand schneidet diese Gerade die Ordinate in dem Punkt 0,245. Wie zu ersehen, ist die Annäherung der erzielten Meßresultate an diese Gerade bei einer großen Variation der Kathodentemperatur und der Sättigungsströme vollkommen erreicht. Abgesehen davon, daß die absoluten Beträge der Stromwerte den theoretisch erbrachten entsprechen, zeigt sich auch die Raumladungscharakteristik bestätigt. Bei der beobachteten großen Wirksamkeit des CaO wird in dem vorliegenden Fall schon der Sättigungsstrom bei 1050° C durch die Raumladungswirkung bis 400 Volt begrenzt. Leider stand zur Zeit der Untersuchung keine höhere Spannung zur Verfügung, um diese Verhältnisse weiter hinauf verfolgen zu können. Wie aus dem Kurvenbild zu ersehen, tritt bei den niedrigeren Spannungen von ungefähr 2—30 Volt eine Überschreitung der betreffenden Raumladungsgrenzströme auf. Auf die theoretische Begründung hierfür, die von W. Schottky [1]) gegeben wurde, näher einzugehen, liegt jedoch außerhalb des Problems der vorliegenden Untersuchung. Aus den gewonnenen Versuchsdaten würden jedoch wohl deshalb in dieser Hinsicht keine eindeutigen Schlüsse zu ziehen sein, da der bei ebenen Elektroden nicht unbeträchtliche Einfluß der Anfangsgeschwindigkeiten und damit das Feld des Heizstroms zu berücksichtigen wäre. Besonders erheblich müssen aus denselben Gründen auch solche Abweichungen bei den ganz niedrigen Temperaturen von 800° und 850° C werden, wie sich dies auch bei dem vorliegenden Beispiel zeigt. Immerhin erscheint es nicht unmöglich, gerade aus der rechnerischen

---

[1]) Schottky, Phys. Zeitschr. 15. 624. 1915.

Kontrolle dieser Abweichungen bei den der Grenze der Wirksamkeit des CaO sehr nahe liegenden Temperaturen einige Aufklärungen über die den Elektronenstrom einleitenden Vorgänge auf der Kathode zu erhalten. Aus der innerhalb eines großen Temperatur- und Spannungsintervals ohne jegliche Korrektion erzielten Übereinstimmung bei 900—1300 ° C geht jedoch auch hervor, daß die angewendete Elektrodenanordnung der ebenen Platten wohl einige Vorteile gegenüber der cylindrischen Elektrodenanordnung besitzt. Abgesehen von der Temperaturmessung, die bei einer cylindrischen Anordnung, wenn man eine Störung des elektrischen Feldes vermeiden will, nur durch Widerstandsmessung erfolgen kann, bietet auch die Ausmittlung des ziemlich variierenden Elektrodenabstandes eine bedeutende Schwierigkeit. Außerdem kann man den Spannungsabfall innerhalb des Glühdrahtes nicht unberücksichtigt lassen und muß sowohl in der Raumladungsgleichung wie bei der Bestimmung der Sättigungsströme den Radius des Glühdrahtes in Rechnung ziehen [1]). Bei dem vorliegenden Beispiel, bei dem, wie gezeigt, bis zu der Glühtemperatur von 1000 ° C der Sättigungsstrom unterhalb des Raumladungsgrenzstroms lag, wurde die Sättigungscharakteristik bis 400 Volt erzielt, ohne die von dem Krümmungsmaß der Kathode abhängende Aufhebung der Thomsonschen Bildkraft zu berücksichtigen, während bei der Verwendung eines Glühdrahtes, besonders bei den niedrigeren Temperaturen diese Korrektion unbedingt hätte angebracht werden müssen. Bei dem vorliegenden Beispiel, das die Raumladungserscheinung in so ausgeprägter Weise zeigt, mußte sich naturgemäß die Bestimmung der Richardsonschen Konstanten auf die nied-

[1]) Schottky, Phys. Zeitschr. 15. 872. 1914.

rigeren Glühtemperaturen beschränken. Wie bereits aus der oben gegebenen Darlegung des Kriteriums für den erreichten Reinheitsgrad hervorgeht, liegt in dieser Beschränkung jedoch keineswegs eine Beeinträchtigung der Giltigkeit dieser bei den niedrigeren Temperaturen bestimmten Richardsonschen Konstanten. Die Nachprüfung der Richardsonschen Gesetzmäßigkeit gerade bei den niedrigeren Temperaturen, ergibt, wie gesagt, ein sicheres Urteil über den erzielten Reinheitsgrad und die dabei berechneten Konstanten entsprechen am ehesten den erreichten Vakuumbedingungen, da gerade hier die Elektronenemission am empfindlichsten gegen etwa noch vorhandene Störungen ist. Die Sättigungsströme, also die Elektronenströme, die der Richardsonschen Gesetzmäßigkeit folgen, bilden die zweite Gruppe der in der Tabelle verzeichneten Stromwerte. Die aus diesen Werten ermittelten Konstanten der Richardsonschen Gleichung sind in Tabelle 21 verzeichnet, wobei für die auf Elektronen bezogene Gaskonstante $R = 1{,}34 \cdot 10^{-16}$ Erg./Grad und für die Ladung des Elektrons $\varepsilon = 4{,}67 \cdot 10^{-10}$ e. s. e. gesetzt wurde. ψ bedeutet die Austrittsarbeit in Erg, während $\delta\epsilon$ die Potentialdifferenz in Volt ist, die dieser Arbeit entspricht.

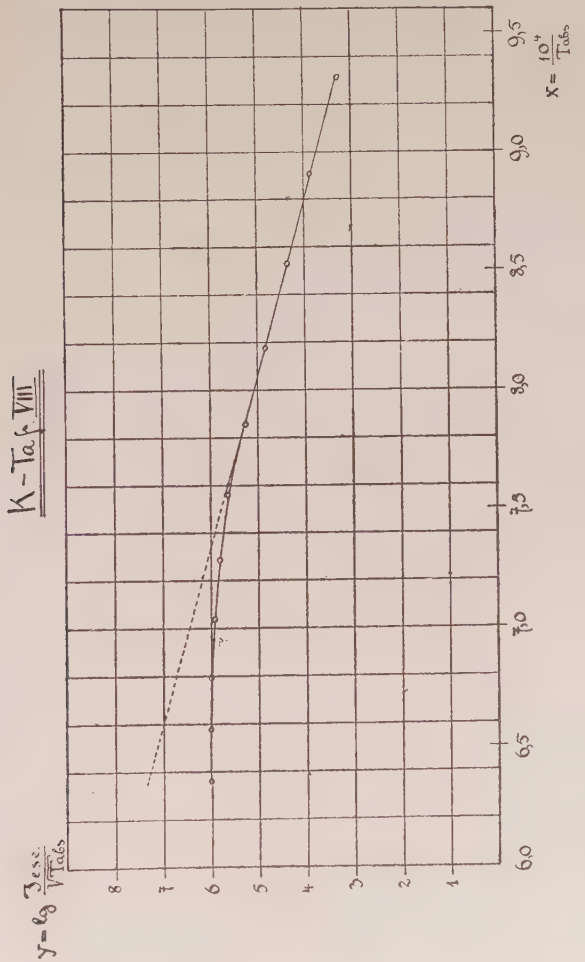
Da, wie gezeigt, bei dem vorliegenden Beispiel der Sättigungsstrom bei 1050° C infolge der Raumladungswirkung bei 400 Volt nicht mehr erreicht wurde und keine höhere Spannung zur Verfügung stand, konnten in diesem Fall die Richardsonschen Konstanten nur aus den 5 in der Tabelle verzeichneten Sättigungsstromwerten bei 800 bis 1000° C ermittelt werden. Gleichzeitig mit der außerordentlichen Steigerung der Emissionsfähigkeit des CaO bei fortschreitendem Reinheitsgrad waren die Konstanten der Richardsonschen Gleichung allmählich gesunken und hatten sich auf die in

Tabelle XXI.

Temp.	$x = \frac{1}{T_{abs}}$	JAmp. beob.	Je. s. e. beob.	y	b	B	ψ	δε	a	A	JAmp. ber.
800° C	$9{,}3196 \cdot 10^{-4}$	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$	$7{,}5 \cdot 10^{4}$	3,35976							$2{,}55 \cdot 10^{-5}$
					13063	30080	$4{,}03 \cdot 10^{-12}$	2,589 Volt	15,53716	$3{,}4447 \cdot 10^{15}$	
850° C	$8{,}9050 \cdot 10^{-4}$	$8{,}9 \cdot 10^{-5}$	$2{,}67 \cdot 10^{5}$	3,90132							$8{,}84 \cdot 10^{-5}$
					12853	29605	$3{,}967 \cdot 10^{-12}$	2,548 Volt	15,35032	$2{,}2403 \cdot 10^{15}$	
900° C	$8{,}5252 \cdot 10^{-4}$	$2{,}8 \cdot 10^{-4}$	$8{,}4 \cdot 10^{5}$	4,38963							$2{,}77 \cdot 10^{-4}$
					12662	29155	$3{,}907 \cdot 10^{-12}$	2,509 Volt	15,18363	$1{,}5263 \cdot 10^{15}$	
950° C	$8{,}1766 \cdot 10^{-4}$	$7{,}9 \cdot 10^{-4}$	$2{,}37 \cdot 10^{6}$	4,83103							$7{,}89 \cdot 10^{-4}$
					12622	29063	$3{,}894 \cdot 10^{-12}$	2,501 Volt	15,15103	$1{,}4159 \cdot 10^{15}$	
1000° C	$7{,}8554 \cdot 10^{-4}$	$2{,}05 \cdot 10^{-3}$	$6{,}15 \cdot 10^{6}$	5,23647							$2{,}07 \cdot 10^{-3}$
					12468	28710	$3{,}847 \cdot 10^{-12}$	2,471 Volt	15,03110	$1{,}0744 \cdot 10^{15}$	
1050° C	$7{,}8655 \cdot 10^{-4}$	$4{,}9 \cdot 10^{-3}$	$1{,}47 \cdot 10^{7}$	5,60654							$5{,}07 \cdot 10^{-3}$

$$A = \underline{1{,}9836 \cdot 10^{-15}} \quad \text{Mittelwert} \qquad B = \underline{29476} \quad \text{Mittelwert}$$

der Tabelle verzeichneten konstanten Endwerte eingestellt, und zwar wurde, wie erwähnt, zuletzt bei den ganz niedrigen Temperaturen diese Konstanz und damit zugleich die Einordnung unter das Richardsonsche Gesetz erzielt. Wie aus



der Tabelle zu ersehen, sind die innerhalb der verschiedenen Temperaturintervallen auftretenden Schwankungen der Konstanten, vor allem der Werte für A gering, und die Über-

einstimmung mit dem Richardsonschen Gesetz ist praktisch erreicht. In Kurventafel 8 ist die Richardsonsche Gerade eingetragen und das durch die Raumladungswirkung bedingte Abbiegen der Werte von dieser Geraden zu dem Raumladungsgrenzstrom hin zu ersehen. In der letzten Spalte der Tabelle sind unter Einsetzung der aus den ersten fünf Stromwerten berechneten Mittelwerte für A und B rückwärts die zu beobachtenden Elektronenströme angegeben. Der Stromwert bei 1050° C wurde nicht mit berücksichtigt, da, wie auch aus der Kurventafel ersichtlich, bei dieser Temperatur und bei 400 Volt der Strom durch die Raumladung bereits herabgedrückt ist. Über den absoluten Betrag dieser Mittelwerte ist zu sagen, daß sie weit unterhalb der bisher hierfür gefundenen Werte liegen. Abgesehen von dem experimentellen Ergebnis mehrerer Versuchsreihen mit verschiedenen CaO-Elektroden, welches immer wieder dieselbe Größenordnung dieser Konstanten bestätigte, wie dies auch die oben angegebenen Werte bei dem Übergangsstadium des Vakuums zeigen, wurde aber auch diese Herabsetzung der Konstanten aus theoretischen Betrachtungen heraus schon immer erwartet. Für diese Konstante $\delta\epsilon$ liegen bisher für die CaO-Elektrode folgende vier Beobachtungen vor:

(1904) Wehnelt[1]) = 3,69 Volt
(1908) Deininger[2]) = 3,76 Volt
(1908) Jentzsch[3]) = 3,48 Volt
(1912) Schneider[4]) = 3,45 Volt.

Bei allen diesen Untersuchungen waren nun jedoch keineswegs

---

[1]) Wehnelt, loc. cit.
[2]) Deininger, loc. cit.
[3]) Jentzsch, loc. cit.
[4]) Schneider, Ann. d. Phys. 37. 569. 1912.

die mit den neuesten Mitteln der Vakuumtechnik erreichbaren Versuchsbedingungen erzielt. Abgesehen davon, daß fast immer Schliffe an den Versuchsrohren verwendet worden waren, wird auch direkt die Gegenwart von Restgasen entweder an der Stromspannungscharakteristik, oder durch Drucksteigerung beim Glühen der Elektrode bemerkt. Gleichzeitig wird jedoch auch schon von Wehnelt darauf hingewiesen, daß mit dieser Drucksteigerung stets eine Verringerung des Effekts, also eine Erhöhung der Austrittsarbeit des Elektrons bedingt ist. Dies bestätigt sich auch bei den Konstanten der Richardsonschen Gleichung, die in dem Vorversuch und bei den quantitativen Messungen im Wasserstoff beobachtet worden waren. Bei dem Vorversuch ergab sich für $A = 1{,}5 \cdot 10^{16}$ für $\delta\epsilon = 3{,}45$ Volt, bei den quantitativen Messungen im Wasserstoff, bei denen bereits ein höherer Reinheitsgrad erreicht worden war, wurde $A = 6{,}5 \cdot 10^{15}$ und $\delta\epsilon = 3{,}2$ Volt beobachtet. Auf die Veränderung der Werte für A, die bei der fast immer gleich großen Oxydschicht gut verglichen werden können, wird weiter unten noch näher eingegangen. Daß die bisher für die Austrittsarbeit experimentell bestimmten Werte zu groß sind, legte, wie gesagt, bereits die theoretische Abschätzung dieser Größe wenigstens für den reinen Metalleffekt nahe, während man bei den Oxyd-Elektroden durch die Annahme komplizierter Vorgänge schließlich für jeden Zahlenwert eine theoretische Erklärung hätte geben können. Berücksichtigt man jedoch die oben erwähnten Resultate Deiningers, ferner die Versuchsergebnisse von Königsberger[1]) und Weißenberger[2]), durch welche die

---

[1]) Königsberger, Jahrb. d. Rad. u. Elektron. 4, 158. 1907.

[2]) Weißenberger, Phys. Zeitschr. 15. 105. 1914.

metallische Leitfähigkeit der Metalloxyde endgültig bestätigt ist, so wird man auch bei der Elektronenemission der Metalloxyde keine anderen Annahmen für die Ausstrittsarbeit des Elektrons zu machen haben, wie bei dem Effekt des reinen Metalls, besonders auch, wenn man die Resultate der vorliegenden Untersuchung berücksichtigt. Es sind also bei der Berechnung der Austrittsarbeit des Elektrons, wenn man von einer elektrischen Doppelschicht an der Grenze Metall-Vakuum absieht, auch für die Elektronenemission des CaO lediglich zwei physikalische Vorgänge zu berücksichtigen: 1. Eine spezifische Anziehung zwischen Leiter und Elektron, 2. die Wirkung der „Thomsonschen Bildkraft". Unter diesen Voraussetzungen ist also die zu leistende Arbeit des Elektrons rein elektrischer Natur. Der erste Teil der Austrittsarbeit ist gleich zu setzen der Energie, die zur Bewegung eines Elektrons aus dem Innern eines vollkommen sphärischen Leiters von molekularer Dimension erforderlich ist[1]). Diese Energie beträgt $\frac{^2\epsilon}{2\varsigma}$, wenn ϵ die Ladung und ς der Atomradius der emittierenden Substanz, oder besser gesagt, der für die Wirkungssphäre des Kraftfeldes des betreffenden Atoms spezifische Parameter ist. Nimmt man ferner mit Debye[2]) an, daß die Wirkungssphäre der Thomsonschen Bildkraft für jede Substanz sich bis zu demselben für die Substanz spezifischen Parameter erstreckt, so ergibt sich für den zweiten Teil der Austrittsarbeit $\frac{\epsilon^2}{4\varsigma}$, also eine von derselben Material-

[1]) Richardson, Jahrb. d. Rad. u. Elektron. 1. 300. 1904.
[2]) Debye, Ann. d. Phys. 33. 441. 1910.

konstanten abhängige Größe. Für den vorliegenden Fall war es nun interessant, den sehr niedrig gefundenen Wert der Austrittsarbeit:

$$\psi = 3{,}95 \cdot 10^{-12} \text{ Erg./Grad} = 2{,}54 \text{ Volt}$$

auf diese theoretischen Erwägungen hin zu untersuchen, besonders da die bisher gewonnenen Größen die theoretischen Werte bis 50% übertrafen, wenn auch eine Annäherung nicht zu verkennen war. Um zunächst den für die emittierende Substanz charakteristischen Wert von ς zu ermitteln, wurde der gefundene Wert von der oben theoretisch hergeleiteten Austrittsarbeit gleichgesetzt und aus der Relation:

$$\frac{3}{4}\frac{\epsilon^2}{\varsigma} = \psi$$

die Größe ς bestimmt. Hierbei ergibt sich in Übereinstimmung mit der erwarteten Größe für $\varsigma = 4{,}14 \cdot 10^{-8}$ cm. Diese Übereinstimmung ist als vollkommen erreicht anzusehen, besonders da die wegen der teilweisen Aufhebung der Thomsonschen Bildkraft durch den angelegten Potentialgradient im vorliegenden Fall zwar kleine Korrektionen nicht angebracht ist. Es ist also auch hierdurch der Beweis der größeren Berechtigung des gefundenen niedrigen Wertes für die Austrittsarbeit des Elektrons erbracht. In diesem Fall ist also schon durch die experimentelle Bestätigung des theoretisch erwarteten Wertes für diese rein elektrischer Natur angenommene Austrittsarbeit die Giltigkeit der Voraussetzungen der Elektronentheorie für den Thermoionenstrom des CaO erwiesen, während sonst natürlich diese Konstante ψ keinen Rückschluß für den Emissionsmechanismus an sich zuläßt. Hierüber gibt vielmehr die Konstante A Aufschluß, die für den Ausdruck

$n\epsilon\sqrt{\frac{R}{2\pi m}}$ eingesetzt worden war, also die für die emittierende

Substanz charakteristische Anzahl n der „freien“ Elektronen im cbcm enthält. Jedoch auch die bisher hierfür gefundenen Werte entsprachen in keiner Weise den theoretisch erwarteten, und zwar überstiegen die gefundenen Größen diese um das 10^3—10^8 fache. Diese Abweichung wurde einerseits auf die nur ungenaue Bestimmbarkeit oder eine Abhängigkeit der Konstanten A von der Temperatur geschoben, andererseits war jedoch auch die schon von Wehnelt gegebene Erklärung zu berücksichtigen, der diese starken Abweichungen auf Stoßionisationswirkungen, also auf die Gegenwart von Restgasen höheren Drucks zurückführte. Daß jedenfalls eine ungenaue Bestimmung der Größe der emittierenden Fläche diese Diskrepanz nicht herbeiführen kann, ist wohl sicher, denn bei Abweichungen um mehrere Zehnerpotenzen kommt eine Variation von A um ungefähr das Zwanzigfache nicht in Betracht. Bei dem vorliegenden Beispiel wurde für A der Mittelwert von rund $2 \cdot 10^{15}$ gefunden. Bei einer wirksamen Oberfläche von ungefähr 0,1 qucm ergibt sich für $\overline{A} = 2 \cdot 10^{16}$. Ein Vergleich mit den Werten von A, die bei dem Vorversuch und bei den quantitativen Messungen im Wasserstoff beobachtet wurden, zeigt, daß von den Vakuumbedingungen an die bei den vorliegenden Untersuchungen schon bei dem Vorversuch erreicht waren, die Konstante A bei fortschreitendem Reinheitsgrad praktisch unverändert bleibt. Wie schon von Wehnelt vermutet, gehören also wohl schon meßbare Drucke dazu, um die Konstante A wesentlich gefälscht, d. h. erhöht erscheinen zu lassen. Der Wert für n berechneten sich aus der oben angegebenen Relation

$$\overline{A} = n\varepsilon \sqrt{\frac{R}{2\pi m}} = n \cdot 7{,}153 \cdot 10^{-5}.$$

Hierauf ergibt sich für $n = 2{,}80 \cdot 10^{20}$. Analog dem Photo-

effekt, besonders aber bei Berücksichtigung des Emissionsvermögens des CaO bei Potentialgradient O, sowie seines rein metallischen Leitvermögens liegt es nahe, diese Zahl n mit der Anzahl der Moleküle im cbcm zu vergleichen. Durch den oben gegebenen Ansatz für die Austrittsarbeit des Elektrons hatte sich für den Radius der Wirkungssphäre des CaO-Moleküls $4{,}14 \cdot 10^{-8}$ cm ergeben. Dies entspricht einem Molekülvolumen von $2{,}97 \cdot 10^{-22}$ cm, woraus für die Anzahl der Moleküle im cbcm sich $3{,}36 \cdot 10^{21}$ ergibt, also ein Wert, der vollkommen dem aus der Größe A ermittelten entspricht, da eine Abweichung um eine Zehnerpotenz noch innerhalb der Fehlergrenze liegt. Betrachtet man also den oben gefundenen Wert als die Anzahl der „freien" Elektronen des metallischen Leitvermögens, so ermöglicht die Kenntnis dieser Zahl eine Abschätzung des elektrischen Leitvermögens der emittierenden Substanz selbst. Unter Zugrundelegung der Elektronentheorie erhält man für die elektrische Leitfähigkeit als Stromdichte bei der elektrischen Kraft Eins:

$$K = \frac{1}{2} \frac{n \varepsilon^2 l}{m v}$$

Setzt man in dieser Relation für die mittlere Geschwindigkeit v des Elektrons den für das in Frage kommende Temperaturintervall angenäherten Mittelwert $2{,}4 \cdot 10^7$ cm sec.$^{-1}$ und für die freie Weglänge l des Elektrons den für dasselbe Temperaturintervall oben berechneten Mittelwert des Radius der Wirkungssphäre des CaO-Moleküls, so ergibt sich nach Elimination von m durch die bekannte Beziehung

$$\frac{m}{2} v^2 = \alpha T \quad (\alpha = {}^3/_2 K = 2{,}01 \cdot 10^{-16} \text{ Erg. Grad})$$

für die mittlere Leitfähigkeit des CaO bei 1400° C:

$$K = \frac{n\epsilon^2 . v . l}{4\alpha T} = \frac{2{,}8 \cdot 10^{20} \cdot 1{,}565 \cdot 10^{-40} \cdot 2{,}4 \cdot 10^{7} \cdot 4{,}14 \cdot 10^{8}}{4 \cdot 2{,}01 \cdot 10^{-16} \cdot 1{,}273 \cdot 10_3} = 6{,}66 . 10^{-8} \text{C.G.S.}$$

Dieser Wert ist tatsächlich von der gleichen Größenordnung, wie die bisher für die Metalloxyde direkt bestimmten Leitfähigkeiten (vgl. Königsberger loc. cit.). Es erscheint also unter den gemachten Annahmen die Theorie experimentell gestützt, daß die für die metallische Leitfähigkeit und das Emissionsvermögen einer metallisch leitenden Substanz charakteristischen Konstanten wesensgleich sind, ohne jedoch zunächst über die Temperaturfunktion von n und l eine Aufklärung geben zu können, da selbst die für die Oxyde zu erwartende Variation von n innerhalb der Fehlergrenze liegt, außer bei dem der Grenze der Wirksamkeit sehr nahe liegenden niedrigen Temperaturintervall. Aus einer näheren Untersuchung der Temperatur-Abhängigkeit der bedeutend genauer bestimmbaren Ausstrittsarbeit erscheint es jedoch bei exakten Versuchsbedingungen möglich, einen Aufschluß über die Temperaturfunktion von l zu erhalten, wobei jedoch zu berücksichtigen wäre, daß die Variation der Volta-Differenz zwischen der heißen und kalten Elektrode vielleicht von gleicher Größenordnung ist. Bei dem Effekt des reinen Metalls bietet sich insofern ein Vorteil, als man versuchsweise n als konstant annehmen und außerdem das Temperaturintervall für die Bestimmung der Austrittsarbeit sehr ausdehnen kann. Aus den obigen Resultaten geht ferner auch hervor, daß bei den Oxyd-Elektroden trotz der elektrischen Heizmethode die der Temperatur entsprechende Elektronenbewegung im Oxyd und damit der rein thermische Charakter des Emissionsvorganges wohl vollkommen aufrecht erhalten bleibt. Bei der Nebeneinander-Schaltung der dünnen Oxydschicht mit der gut

leitenden Platinunterlage, ist der Anteil des Heizstromes, der auch beim Maximum der Leitfähigkeit des CaO durch die Oxydschicht fließt, verschwindend klein gegen den emittierten Elektronenstrom. Es kann daher angenommen werden, daß für die Elektronenemission einer Oxyd-Elektrode praktisch alle bei der bestimmten Temperatur freien Leitungs-Elektronen zur Verfügung stehen. Infolge ihrer Wärmebewegung werden sie frei (vgl. Stark: Prinzipien der Atomdynamik, S. 185), überwinden das Kraftfeld des positiven Atomrestes und verdampfen mit einem von der Temperatur abhängenden Überschuß an kinetischer Energie in das Vakuum. Infolge des zwischen Kathode und Anode aufrecht erhaltenen Potentialabfalls wird die Raumladungsbegrenzung aufgehoben und nur auf diese Weise kann die ganze Anzahl der bei der bestimmten Kathodentemperatur emittierten Elektronen zur Anode gelangen. Es ist daher noch kurz auf den schon oben erwähnten „idealen Sättigungsstrom“ beim beschleunigenden Potential Null einzugehen. Auch bei der CaO-Elektrode war bei dem vorliegenden Beispiel bei Kurzschluß des Stromkreises ein Strom von ungefähr $1 \cdot 10^{-5}$ Amp. bei 1300 ° C zu beobachten. Abgesehen davon, daß bei der angewendeten Versuchsmethode der Spannungsabfall auf der Kathode für die Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen hier in Rechnung zu ziehen wäre, käme aber auch bei rein thermischem Betrieb des Glühelements (vgl. Schlichter[1]) in einem von positiven Ionen freien Vakuum dieser „ideale Sättigungsstrom“ für die Bestimmung der Richardsonschen Konstanten nicht in Betracht; denn in einem von positiven Ionen freien Vakuum, das an sich die Grundbedingung für den wahren Richardsonschen Effekt ist, ist der beim Potential Null übergehende Strom

[1]) Schlichter, Ann. d. Phys. 47. 1. 1915.

kein Sättigungsstrom, sondern ein Raumladungsgrenzstrom, der allein durch die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen, also nur in dieser Hinsicht durch die Temperatur der Kathode bestimmt wird. Erst dadurch, daß man durch ein beschleunigendes Potential die Begrenzung des Stromes durch die Raumladung aufhebt, ist es in einem extremen Vakuum überhaupt möglich, einen Sättigungsstrom und damit die Richardsonschen Konstanten zu beobachten. Um bei dem Potential Null den der Temperatur entsprechenden Sättigungsstrom erhalten zu können, müßte man durch Einleitung eines Gases oder Dampfes die Raumladungswirkung aufheben, wobei jedoch einerseits zu berücksichtigen wäre, daß die Ionisations-Spannung dieses Gases der Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen entsprechen müßte, andererseits es aber auch wohl kaum möglich ist, dieses Gas oder diesen Dampf in einer für den Richardsonschen Effekt genügenden Reinheit darzustellen. Übrigens scheint auch eine weitere Veränderung der Austrittsarbeit durch das beschleunigende Potential außer der rechnerisch kontrollierbaren Aufhebung der Thomsonschen Bildkraft innerhalb der Fehlergrenze der Versuchsmethode zu liegen. Trete eine wesentliche Veränderung dieser im Exponenten stehenden Größe dadurch ein, so wäre es nicht möglich, von 75—400 Volt einen vom Potential praktisch unabhängigen Sättigungsstrom zu beobachten, wie sich dies in Kurventafel 7 für 800 ° C zeigt. Viel eher erscheint der Vorgang an der Anode bei großen beschleunigenden Feldern berücksichtigt werden zu müssen.

VI.

Die Wirkung des Wasserstoffs auf den Raumladungs-Grenzstrom.

Es war nun noch von Interesse, die Wirkung des Wasserstoffs auf den Raumladungs-Grenzstrom zu untersuchen, sowie die Elektronenemission der CaO-Elektrode in diesem Gase unter den exakteren Bedingungen nachzuprüfen. Schon die oben beschriebenen quantitativen Messungen im Wasserstoff hatten gezeigt, daß unterhalb der Ionisationsspannung des Wasserstoffs die Raumladungswirkung verstärkt, also eine geringe Verkleinerung des Elektronenstroms herbeigeführt wird. Für die Spannungen oberhalb der Ionisationsspannung war nun zu erwarten, daß die im vorliegenden Fall sehr ausgeprägte Raumladungswirkung schon durch einen sehr geringen Wasserstoffdruck aufgehoben werden würde, der Strom also von den vorher begrenzten Werten oberhalb der Ionisationsspannung des Wasserstoffs plötzlich auf die Sättigungsstromwerte ansteigen würde. Es wurde daher in das Versuchsrohr Wasserstoff bis $5 \cdot 10^{-3}$ mm Druck eingeleitet. Wie aus Tabelle 22 ersichtlich, trat die erwartete Wirkung ein. Bei den Spannungen unterhalb der Ionisationsspannung war der Strom praktisch unverändert, sprang jedoch bei Erhöhung des Potential sofort auf sehr hohe Werte, bei den größeren Stromdichten unter gleichzeitigem Auftreten der leuchtenden Entladung. Ob dieser bei den hohen Temperaturen etwas höher als die bisher bestimmte Ionisationsspannung liegende Potentialgradient die wahre diesem größeren Reinheitsgrad entsprechende Ionisationsspannung ist, konnte aus

Tabelle XXII.

Volt	1300 °	1250 °	1200 °	1150 °	1100 °	1050 °	1000 °	950 °	900 °	850 °	800 °
2	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$	$2{,}0 \cdot 10^{-5}$	$2{,}0 \cdot 10^{-5}$	$1{,}9 \cdot 10^{-5}$	$1{,}1 \cdot 10^{-5}$	$0{,}9 \cdot 10^{-5}$	$6{,}0 \cdot 10^{-6}$	$4{,}1 \cdot 10^{-6}$	$2{,}3 \cdot 10^{-6}$	$5{,}0 \cdot 10^{-7}$	$9{,}0 \cdot 10^{-8}$
4	$4{,}0 \cdot 10^{-5}$	$3{,}0 \cdot 10^{-5}$	$3{,}0 \cdot 10^{-5}$	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$	$2{,}1 \cdot 10^{-5}$	$1{,}4 \cdot 10^{-5}$	$9{,}0 \cdot 10^{-6}$	$6{,}0 \cdot 10^{-6}$	$3{,}0 \cdot 10^{-6}$	$9{,}0 \cdot 10^{-7}$	$2{,}5 \cdot 10^{-7}$
8	$7{,}0 \cdot 10^{-5}$	$6{,}0 \cdot 10^{-5}$	$5{,}5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$4{,}2 \cdot 10^{-5}$	$3{,}0 \cdot 10^{-5}$	$2{,}0 \cdot 10^{-5}$	$1{,}4 \cdot 10^{-5}$	$1{,}1 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$1{,}0 \cdot 10^{-6}$
12	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$	$1{,}0 \cdot 10^{-4}$	$8{,}5 \cdot 10^{-5}$	$7{,}5 \cdot 10^{-5}$	$6{,}9 \cdot 10^{-5}$	$5{,}9 \cdot 10^{-5}$	$5{,}0 \cdot 10^{-5}$	$4{,}1 \cdot 10^{-5}$	$3{,}0 \cdot 10^{-5}$	$1{,}9 \cdot 10^{-5}$	$5{,}4 \cdot 10^{-6}$
16	$1{,}4 \cdot 10^{-4}$	$1{,}3 \cdot 10^{-4}$	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$	$1{,}1 \cdot 10^{-5}$	$9{,}5 \cdot 10^{-5}$	$8{,}1 \cdot 10^{-5}$	$7{,}1 \cdot 10^{-5}$	$6{,}1 \cdot 10^{-5}$	$4{,}1 \cdot 10^{-5}$	$2{,}1 \cdot 10^{-5}$	$9{,}1 \cdot 10^{-6}$
20	S. J.	S. J.	S. J.	S. J.	S. J.	S. J.	$1{,}5 \cdot 10^{-4}$	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$	$8{,}0 \cdot 10^{-5}$	$4{,}1 \cdot 10^{-5}$	$1{,}7 \cdot 10^{-5}$

den Stromzunahmen nicht nachgeprüft werden. Bei den Messungen unter Druckvariation, die zur Prüfung der Townsendschen Gleichung angestellt wurden, stellte es sich nämlich heraus, daß die vollkommene Aufhebung der Raumladungswirkung nicht sprunghaft einsetzt, sondern stark von der Größe des Sättigungsstromes und dem Wasserstoffdruck abhängig ist. Obwohl für jede Spannung ein Maximum der Vergrößerung festgestellt werden konnte, war es daher dennoch nicht möglich, aus dieser Vergrößerung die Ionisationsspannung zu bestimmen. Da jedoch die Maxima der Vergrößerung sich bei dem nach dem Stoletowschen Gesetz berechneten Maximaldrucken einstellten, war erwiesen, daß auch unter diesen exakteren Versuchsbedingungen die oben benutzte Stoletowsche Konstante und die Voraussetzung der Townsendschen Gleichung Giltigkeit behalten. Da, wie gesagt, die Aufhebung der Raumladungswirkung sehr stark vom Druck abhängt, wird man auch deshalb die oben benützte Ionisationsspannung beibehalten. Bei den niedrigen Temperaturen zeigen die in Tabelle 22 angegebenen Stromwerte ja auch schon von 12 Volt an eine Zunahme, also eine teilweise Aufhebung der Raumladungsbegrenzung. Nachdem die Wehnelt-Elektrode ca. 2 Stunden bei Druckvariation belastet worden war, wurde der Wasserstoff wieder abgepumpt. Nachdem hierdurch nach einigen Stunden wieder ziemlich extremes Vakuum hergestellt worden war, wurde am nächsten Tage ein unverändeter Vakuumeffekt gemessen, abgesehen natürlich von kleinen Überschreitungen des Raumladungs-Grenzstroms. Wie besonders zu bemerken, zeigte bei Abbruch des Versuches nach einer achttägigen Versuchsdauer die Oxydschicht ein vollkommen unverändertes rein weißes Aussehen.

Zusammenfassung.

Unter verbesserten Versuchsbedingungen werden die bisher gewonnenen Resultate über das Verhalten der Wehnelt-Elektrode in verschiedenen Gasen nachgeprüft. Hierbei stellt sich heraus, daß weder das emittierende Calciumoxyd selbst, noch sein spezifisches Emissionsvermögen durch Stickstoff, Wasserstoff und Sauerstoff verändert wird. Gleichzeitig gelingt es einen konstanten Vakuumeffekt zu erzielen, sodaß quantitative Messungen auf Grund der Townsendschen Theorie im Wasserstoff angestellt werden können. Da der Ionisierungsvorgang in diesem Gase den Townsendschen Grundannahmen ziemlich nahe steht, wird innerhalb des benützten Druckintervalls eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung erzielt. Nachdem durch Messungen im Sauerstoff die Ursache der anormalen Resultate der bisherigen Untersuchungen mit der CaO-Elektrode in Gasen erkannt und durch ausgedehnte quantitative Messungen im Wasserstoff die Indifferenz des emittierenden CaO gegen ionisierten Wasserstoff nachgewiesen ist, erscheint die Emissionstheorie des CaO auf elektrochemischer Basis unzutreffend. Die Ergebnisse der quantitativen Messungen im Wasserstoff gestatten im Rückschluß auf die bisherigen Resultate an Platin-Kathoden die Annahme, daß das CaO ein spezifisches Emissionsvermögen ohne Materialverlust besitzt. Dieser also rein metallische Effekt ergibt sich wegen des ungesetzmäßigen Verhaltens des Platins im

Wasserstoff als unabhängig von der Art der metallischen Unterlage. Hierdurch wird das von Deininger auf direktem Wege gefundene Resultat bestätigt.

Die Untersuchungen im Vakuum, die in der Erwartung der Bestätigung der obigen Schlußfolgerungen angestellt werden, ergeben zunächst, daß die anormalen Emissionserscheinungen des CaO im Vakuum, die bisher allgemein beobachtet und von einigen Seiten als Beweismaterial für einen elektrochemischen Emissionsvorgang herangezogen wurden, Störungseffekte sind. Die Ursachen dieser Störungen sind die bei unvollkommenen Versuchsbedingungen unentfernbaren Restgase. Von der chemischen Natur dieser Restgase hängt es ab, ob das gegen Wasserdampf und Kohlenwasserstoffe empfindliche CaO bei der Emission auch chemisch zerstört wird, oder ob sich nur indifferente, also entfernbare Oberflächenschichten auf der Kathode ausbilden. Im ersten Falle tritt bei der Emission eine allmähliche unaufhaltsame Aufzehrung des CaO ein; im zweiten Fall läßt sich durch Ausglühen die Störung beseitigen. Bei diesen Kontrollversuchen im Vakuum wird auch die Unmöglichkeit erkannt, Kalium in einer Reinheit darzustellen, die für die Empfindlichkeit des Stickstoffs gegen elektronegative Verunreinigungen genügt, viel weniger noch für den Richardson-Effekt.

Durch weitere Vorsichtsmaßregeln und eine vollkommenere Evakuationsmethode gelingt es, ein extremes Vakuum herzustellen, in dem der theoretische Ansatz der Raumladungsbedingung für parallele ebene Elektroden experimentell bestätigt wird. Dieser Steigerung des Reinheitsgrades geht eine bedeutende Erhöhung des Emissionsvermögens des CaO parallel. Die Reproduktion des aus dem Elektrodenabstand berechneten Raumladungsgrenzstroms innerhalb eines großen

Temperaturintervalls zugleich mit der bedeutenden Steigerung des vollkommen konstanten Emissionsvermögens des CaO bestätigen die aus den Messungen im Wasserstoff aufgestellten Schlußfolgerungen. Es ist also die metallische Elektronenemission des CaO als nachgewiesen zu betrachten.

Nach Aufstellung eines Kriteriums für den erzielbaren Reinheitsgrad werden die Konstanten der Richardsonschen Gleichung quantitativ bestimmt. Hierbei wird der theoretisch geforderte Zusammenhang zwischen Raumladungsgrenzstrom und Sättigungsstrom experimentell bestätigt. Die Richardsonsche Gleichung zeigt sich bis zu den niedrigsten Temperaturen, also bei der größten Empfindlichkeit der Kathode gegen Restgase innerhalb der Fehlergrenze erfüllt. Die Konstanten ergeben sich abweichend zu den bisherigen Resultaten zu folgenden Mittelwerten:

$$\overline{A} = 2 \cdot 10^{16}; \quad \delta\epsilon = 2{,}5 \text{ Volt.}$$

Es wird gezeigt, daß diese viel niedrigeren Werte den theoretisch erwarteten näher stehen. Die Austrittsarbeit ergibt sich rein elektrischer Natur. Die Zahl n der freien Elektronen wird gleich der Molekülzahl gefunden. Diese „freien“ Elektronen werden daher als Leitungselektronen aufgefaßt und eine Abschätzung des metallischen Leitvermögens des CaO bei 1000° C vorgenommen. Es ergibt sich eine den bisher direkt bestimmten Werten für die Metalloxyde naheliegende Größe. Bei dieser Berechnung wurde für die Weglänge l des Elektrons der für die Austrittsarbeit charakteristische Radius der Wirkungssphäre des CaO-Moleküls gesetzt. Hieraus resultiert die Möglichkeit wenigstens für die Metalle unter Annahme eines Konstanten n die Temperaturfunktion

von 1 aus einer etwa experimentell nachweisbaren Temperaturabhängigkeit der Austrittsarbeit des Elektrons näher aufzuklären.

Es wird darauf hingewiesen, daß bei den Oxyd-Elektroden, bei denen die Oxydschicht sich auf einer metallischen Unterlage befindet, die Wärmebewegung der Elektronen innerhalb des Oxyds durch den elektrischen Heizstrom nicht merklich gestört wird, für den Emissionsvorgang also alle bei der bestimmten Temperatur „freien" Elektronen der metallischen Leitfähigkeit zur Verfügung stehen.

Eine Überlegung, die an den auch bei dem CaO beobachteten „idealen Sättigungsstrom" beim Potentialgradient Null angestellt wird, ergibt, daß dieser Elektronenstrom in einem extremen Vakuum infolge der Raumladungswirkung auch bei rein thermischem Betrieb nicht für die Bestimmung der Richardsonschen Konstanten herangezogen werden kann. Es bleibt also für die Praxis nur der Sättigungsstrom bei beschleunigendem Potential. Hierdurch erscheint, abgesehen von der berechenbaren Aufhebung der Thomsonschen Bildkraft, die Austrittsarbeit des Elektrons weniger beeinflußt, als wie die Vorgänge an der Anode.

Es wird die Wirkung des Wasserstoffs auf dem Raumladungsgrenzstrom untersucht. Das Versuchsresultat zeigt eine Abhängigkeit der Aufhebung der Raumladungsbegrenzung vom Druck und von der Stromdichte. Die Grundannahmen der Townsendschen Theorie sowie die eingeführte Stoletowsche Konstante für Wasserstoff bleiben auch unter diesen exakteren Bedingungen aufrecht erhalten.

Lebenslauf.

Ich, Gustav, Rudolf, Werner Germershausen, evangelisch lutherischer Confession, wurde am 3. März 1891 als Sohn des Ingenieurs Georg Germershausen, des jetzigen Direktors der städtischen Elektrizitätswerke Leipzig, in Charlottenburg geboren. Nach 4 jähriger Vorschulzeit, legte ich nach weiterem 9 jährigen Schulbesuch Ostern 1911 das Abiturientenexamen an dem städt. Realgymnasium zu Leipzig ab. Im Sommersemester 1911 arbeitete ich praktisch in den staatl. Lokomotiv-Werkstätten in Leipzig-Engelsdorf. Michaelis 1911 begann ich an der Universität Leipzig das Studium der Physik, Mathematik, Chemie und Mineralogie. Ich hörte die Vorlesungen der Herren Wiener, Des Coudres, Rinne, Paal, Beckmann, Hölder, Rhon, Herglotz, Koebe und anderer. Ostern 1913 begann ich mit experimentellen Arbeiten und bin seit Ostern 1915 als Assistent am physikalischen Institut der Universität tätig.